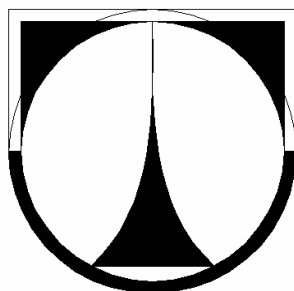


TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

FAKULTA STROJNÍ

Katedra energetických zařízení



Juraj Sekerák

Stabilita mezní vrstvy při neizotermním proudění podél zakřivené stěny

Stability of boundary layer at non-isothermal flow along curved wall

Vedoucí diplomové práce: Ing. Tomáš Vít, Ph.D.
Konzultant diplomové práce: Doc. Ing. Jiří Unger, CSc.

Rozsah práce:

Počet stran: 65
Počet obrázků: 38
Počet grafů: 28
Počet příloh: 3

Liberec 2007

Anotace

Stabilita mezní vrstvy při neizotermním proudění podél zakřivené stěny

Práce je zaměřena na výzkum stability mezní vrstvy při proudění podél zakřivené stěny, která je jak ochlazována tak i ohřívána. Především experimentálním měřením metodami “Smoke Wire” a HWA byl vyhodnocován vliv změny teploty na stabilitu mezní vrstvy.

Výsledky praktických experimentů byly porovnány s numerickou simulací metodou konečných objemů, která byla provedena v softwaru Fluent.

Annotation

Stability of boundary layer at non-isothermal flow along curved wall

This work is dealing with the analysis of the boundary layer stability at flow along curved wall which is cooled and heated. The influence of temperature on stability of boundary layer was evaluated experimentally. Measurement by “Smoke Wire” and HWA methods were used.

Results of experiments were compared with numerical simulation by finite volume method. Numerical simulation was performed in software Fluent.

Zadání diplomové práce

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb. o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Datum: 4.1.2007

Podpis:

Declaration

I have been notified of the fact that Copyright Act No. 121/2000 Coll. applies to my thesis in full, in particular Section 60, School Work.

I am fully aware that the Technical University of Liberec is not interfering in my copyright by using my thesis for internal purposes of TUL.

If I use my thesis or grant a licence for its use, I am Aware of the fact that I must inform TUL of this fact; in this case TUL has the right to seek that I pay the expenses invested in the creation of my thesis to the full amount.

I compiled the thesis on my own with the use of the acknowledged sources and on the basis of consultation with the head of the thesis and a consultant.

Date: 4.1.2007

Signature:

Poděkování

V první řadě děkuji vedoucímu mé diplomové práce Ing. Tomáši Vítovi, Ph.D. za návrhy, rady a připomínky k mé práci a především za jeho trpělivost. Dále bych chtěl poděkovat panu Petru Jerjemu za pomoc při experimentálním měření a Ing. Petře Dančové také za pomoc při experimentálním měření. Poděkování patří také všem zaměstnancům katedry energetických zařízení, kteří mi pomohli při vypracování této práce.

Tímto bych také rád poděkoval svým rodičům, kteří mi umožnili studium a po celou dobu jeho trvání mě podporovali.

Obsah

Seznam symbolů	8
1 Úvod	12
1.1 Coandův efekt	12
1.2 Efekt hystereze	14
1.3 Zakřivený stěnový proud	14
1.4 Zakřivený stěnový proud ovlivněný teplotním gradientem	17
2 Zákony bilance	19
2.1 Bilance obecné fyzikální veličiny	19
2.2 Bilance hmotnosti	19
2.3 Bilance hybnosti	20
2.4 Bilance mechanické energie	20
2.5 Bilance celkové energie	21
2.6 Bilance entropie	21
2.7 Konstitutivní vztahy pro termoviskózní tekutinu	22
3 Stabilita mezní vrstvy	23
3.1 Růst malých poruch	23
3.2 Nestabilita radiálních sil	23
3.3 Kritérium stability termoviskózní tekutiny s konvekcí	24
4 Experimentální metody	27
4.1 Vizualizace metodou “Smoke Wire”	27
4.2 Metoda žhavené anemometrie – HWA (Hot Wire Anemometry)	28

4.2.1	Základní principy HWA	28
4.2.2	Citlivost na změny rychlosti a teploty	30
4.2.3	Režimy HWA	31
4.2.4	Účinek změny teploty proudící tekutiny	32
4.2.5	Kalibrace sondy	33
4.2.6	Měření teploty	34
4.2.7	Měření blízko stěny	35
4.3	Numerické metody – metoda konečných objemů	35
5	Konfigurace experimentu	37
5.1	Konstrukce modelu	37
5.2	Vybavení pro Smoke Wire experiment	39
5.3	Vybavení pro HWA	39
6	Výsledky experimentů	41
6.1	Výsledky vizualizace “Smoke Wire”	41
6.1.1	Hystereze	43
6.1.2	Vliv teploty na přilnutí proudu	44
6.2	Výsledky metody HWA	49
6.2.1	Kalibrace HWA sondy	50
6.2.2	Hystereze	51
6.2.3	Vliv teploty na přilnutí proudu	51
6.2.4	Měření rychlostních a teplotních profilů	54
6.3	Výsledky numerického řešení	57
7	Závěr	63
	Seznam použité literatury	65
	Přílohy	66

Seznam symbolů

Označení	Rozměr	Význam
A		kalibrační konstanta
a_h		přehřátí drátku sondy
b	[m]	šířka štěrbin
B		kalibrační konstanta
C		kalibrační konstanta
c	[J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita
c_p	[J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku
d	[m]	průměr
D	[m]	průměr
D		kalibrační konstanta
E	[V]	napětí
E_R	[V]	výstupní napětí anemometru pro referenční hodnotu $U_R(T_R)$
g	[m·s ⁻²]	gravitační zrychlení
h_c	[J·kg ⁻¹]	celková měrná entalpie
I	[A]	elektrický proud
l	[m]	délka
L, L_R, L_S	[m]	délka stěny
m	[kg]	hmotnost
n		kalibrační konstanta
P	[Pa]	statický tlak
p	[Pa]	tlak
p_∞	[Pa]	tlak okolí

p_s	[Pa]	tlak na stěně
q	[W·m ⁻²]	měrná hustota toku tepla
Q	[W]	tepelný tok
$q^{(g)}$	[W·m ⁻²]	měrná hustota toku tepla generovaného jinými druhy energie
R	[m]	poloměr obtékaného válce
R	[Ω]	elektrický odpor
R_1, R_2, R_3	[Ω]	hodnoty el. odporů rezistorů ve Wheatstonově můstku
$R_{\infty, m}$	[Ω]	hodnota el. odporu drátku při teplotě T_{∞}
R_C	[Ω]	el. odpor kabelů spojujících sondu s anemometrem
Re	[1]	Reynoldsovo číslo $Re = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_b \cdot \sqrt{R \cdot b}}{v_{\infty}}$
Re_b	[1]	Reynoldsovo číslo $Re = U_b \cdot b / v_{\infty}$
Re_K	[1]	kritické Reynoldsovo číslo
R_L	[Ω]	celkový elektrický odpor sondy a spojovacích kabelů
R_m	[Ω/m]	odpor drátku pro “Smoke Wire“ vizualizaci
R_P	[Ω]	el. odpor sondy
R_S	[Ω]	el. odpor držáku sondy
$R_{w, m}$	[Ω]	skutečná hodnota el. odporu nastavená na anemometru
S	[m ²]	plocha
S	[J·K ⁻¹]	entropie
s	[J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	měrná entropie
$S_{U, CC}$	[V·m ⁻¹ ·s]	rychlostní citlivost sondy v režimu CC
$S_{U, CT}$	[V·m ⁻¹ ·s]	rychlostní citlivost sondy v režimu CT
$S_{\theta, CC}$	[V·K ⁻¹]	teplotní citlivost sondy v režimu CC
$S_{\theta, CT}$	[V·K ⁻¹]	teplotní citlivost sondy v režimu CT
t	[s]	čas
T	[K]	teplota
T^*	[1]	poměr teplot $T^* = T_{wall} / T_{\infty}$
T_{kal}	[K]	teplota vzduchu v průběhu rychlostní kalibrace
T_p	[K]	teplota okolních ploch
T_R	[K]	měřená referenční teplota při kalibraci

T_{wall}	[K]	teplota stěny válce
U	[m·s ⁻¹]	měřená / vypočítaná rychlost
u	[J·kg ⁻¹]	měrná vnitřní energie
U_R	[m·s ⁻¹]	měřená referenční rychlost při kalibraci
v	[m·s ⁻¹]	rychlost proudu
V	[m ³]	objem
\dot{V}	[m ³ ·s ⁻¹]	objemový průtok
x, y, z	[m]	kartézský souřadnicový systém
y	[m]	vzdálenost od stěny válce
$y_{0,5}$	[1]	vzdálenost od stěny válce, ve které je $U=0,5 \cdot U_{max}$
α	[°]	úhel připojené stěny pro Coandův experiment
α	[W·m ⁻² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla
α_0	[K ⁻¹]	teplotní součinitel el. odporu
χ_w	[Ωm]	měrný odpor
δ	[m]	tloušťka mezní vrstvy
ε		součinitel emisivity
ϕ	[J·kg ⁻¹]	vnější potenciální objemová síla
φ	[°]	úhel
φ_S	[°]	úhel separace proudu
$\vec{\delta}$		Kroneckerův symbol (jednotkový vektor)
λ	[W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	tepelná vodivost
μ	[kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]	smyková viskozita
μ_{σ}	[kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]	objemová viskozita
ν	[m ² ·s ⁻¹]	kinematická viskozita
π	[J·m ⁻³ ·s ⁻¹]	hustota disipace energie v prostorovém popisu
θ	[K]	fluktuace teploty T_{∞}
ρ	[kg·m ⁻³]	hustota
σ	[W·m ⁻² ·K ⁻⁴]	Stefan-Boltzmannova konstanta $\sigma=5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
$\sigma(_)$		hustota produkce veličiny
τ	[Pa]	smykové napětí

Indexy

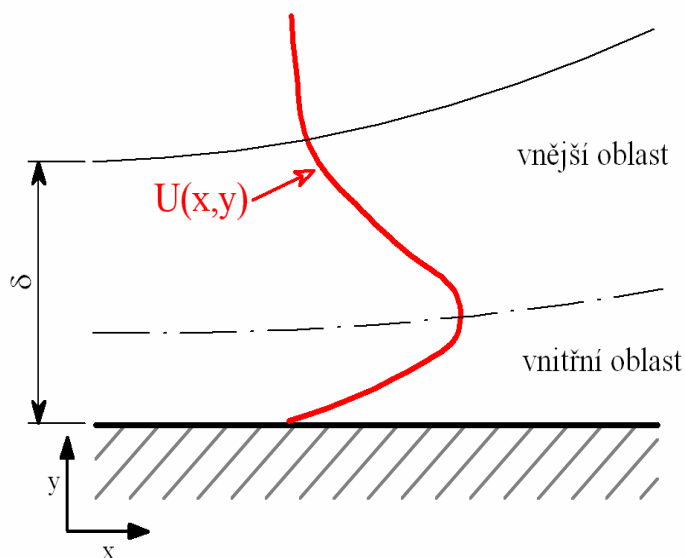
A	přilnutý proud
max	maximum
S	separovaný proud
w	“wire” – parametry drátku sondy u metody HWA
∞	podmínky neovlivněného proudu

Zkratky

CC	režim konstantního proudu
CFD	“Computational Fluid Dynamics” - matematické modelování proudění tekutin
CT	režim konstantní teploty
FVM	“Finite Volume Method” - metoda konečných objemů
HWA	“Hot Wire Anemometry” - metoda žhavené anemometrie
LDA	“Laser Doppler Anemometry” - metoda laserové anemometrie
UDF	“User-defined function” - funkce definovaná uživatelem

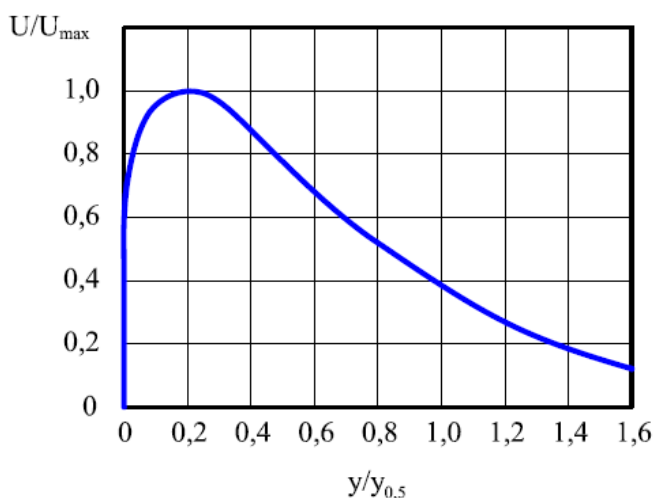
1 Úvod

Coandův efekt je jeden z případů proudění tekutiny podél zakřivené stěny. Ve většině případů se jedná o proudění do klidného prostředí s velmi podobnými vlastnostmi, tedy o zatopený proud. Pro snadnější představu Coandova jevu můžeme vycházet z proudění podél rovinné stěny, kde je okolní tekutina v klidu (obr. 1.1), tzv. “stěnový proud” (Glaubert [1]). Stěnový proud si můžeme představit jako kombinaci dvou smykových vrstev, které jsou ve vzájemné interakci. Vrstva od maxima rychlosti směrem ke stěně je označována jako vnitřní oblast a je charakteristicky podobná mezní vrstvě. Jako vnější oblast je označována vrstva od maxima rychlosti až k okraji stěnového proudu a rychlostním profilem je podobná polovině zatopeného proudu.



Obr. 1.1 Schéma stěnového proudu

Glaubert [1] předpokládal konstantní turbulentní viskozitu ve vnější oblasti. A pro

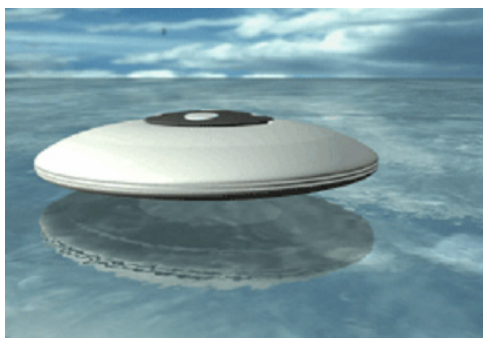


Obr. 1.2 Turbulentní rychlostní profil podle Glauberta [1]

vnitřní oblast použil Blasiusův model turbulentní viskozity, který zohledňuje vliv stěny, kde nemůžeme předpokládat konstantní viskozitu. Výsledný rychlostní profil podle Glauberta je na obr. 1.2.

1.1 Coandův efekt

Stěnový proud je snadno uskutečnitelný a je aplikován v technické praxi. Především v designu leteckých profilů (ukázka nekonvenčního

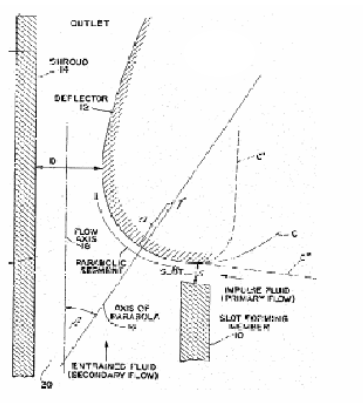


Obr. 1.3 Letecký profil typu UFO JetFan

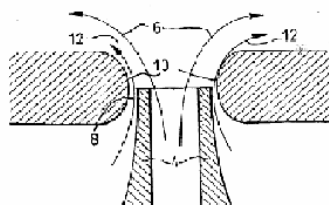
leteckého profilu je na obr. 1.3), ve strojním chlazení (“Film cooling”), v ejektorech a v dalších technických aplikacích. Proto je stěnovému proudu věnována značná pozornost konstruktérů.

Efekt, při kterém stěnový proud zůstane přilnutý k zakřivenému povrchu je nazýván “Coandův efekt” a je možné ho pozorovat v běžném životě. Dva z mnoha patentů Henriho Coandy jsou na obr. 1.4.

Coandův experiment dokazující přilnutí proudu ke stěně je na obr. 1.5. Tekutina proudí z trysky o šířce b . Na jeden její okraj je pod úhlem α připojena rovná stěna délky L . Tlak vzduchu P před vstupem do trysky je konstantní. Při dostatečně velké hodnotě



systém pohonu tekutiny
(odsávání)

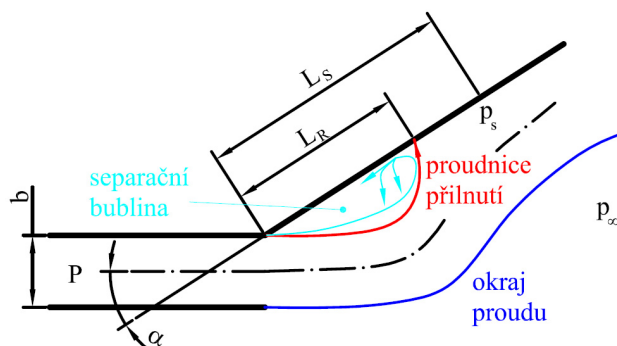


zařízení pro rozšiřování
plamene

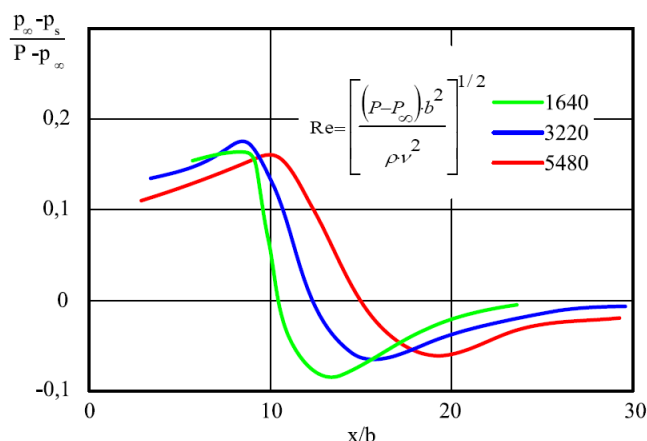
Obr. 1.4 Zařízení využívající Coandova efektu

Reynoldsova čísla a při určitém poměru L/b proud, který byl po výstupu z trysky oddělen od stěny, opět přilne ke stěně. V oblasti mezi stěnou a proudnicí přilnutí, v tzv. separační bublině, roste rychlost a tekutina je strhávána hlavním proudem a v této oblasti klesá tlak. Na druhé straně proudu tlak neklesá, protože tekutina

strhávána hlavním proudem je doplňována z okolí o tlaku p_∞ . Tento tlakový rozdíl je příčinou přilnutí proudu ke stěně. Množství strhávané tekutiny v separační bublině roste se zvyšující se turbulencí směrem od trysky k bodu přilnutí. S přechodem do turbulence souvisí snižování tlaku na povrchu stěny p_s , naměřené hodnoty tlaku jsou na obr. 1.6. Tlak p_s těsně za tryskou je přibližně konstantní. V bodě přilnutí proudu dosáhne tlak minima a opět se zvyšuje až dosáhne hodnoty tlaku okolí p_∞ . Efekt přilnutí proudu ke stěně se nejlépe projeví u dvourozměrného proudění. Při trojrozměrném proudění může být tekutina do prostoru separační bubliny přisávána bokem a



Obr. 1.5 Coandův experiment (Newman [2])

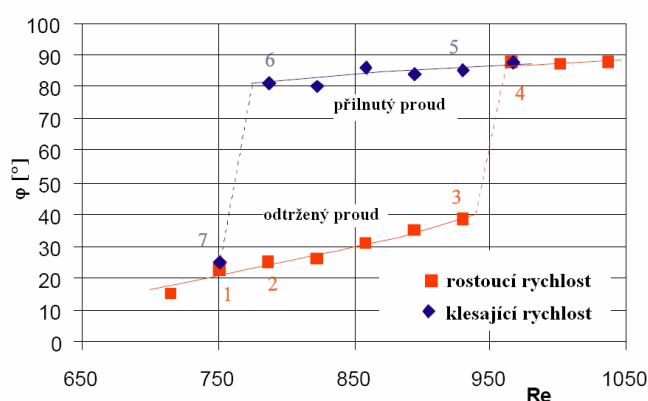


Obr. 1.6 Průběh statického tlaku p_s podél stěny pro různé hodnoty Reynoldsova čísla při $\alpha=45^\circ$ (Newman [2])

1.2 Efekt Hystereze

Při experimentech, zmíněných v Newman [2] bylo zjištěno, že stav proudu (přilnutý x odtržený) závisí na předchozím stavu tohoto proudu. Při malých hodnotách úhlu α proud přilne ke stěně a zůstane přilnutý i při zvyšování úhlu α , až do mezní hodnoty tohoto úhlu. Při vysokých hodnotách úhlu α je celý proud separovaný od stěny a při snižování úhlu α proud při určité hodnotě tohoto úhlu přilne ke stěně. Hodnoty úhlu α , pro odtržení (přilnutí) proudu při zvyšování (snižování) úhlu α , nejsou stejné.

Taková hystereze nenastane pouze při změně úhlu α , ale také při změně rychlosti proudu. Tento efekt byl experimentálně prokázán i při obtékání válcové stěny obr. 1.7. Z grafu je vidět, že odtržený proud přilne při jiné rychlosti proudění, než je rychlost při odtržení přilnutého proudu.



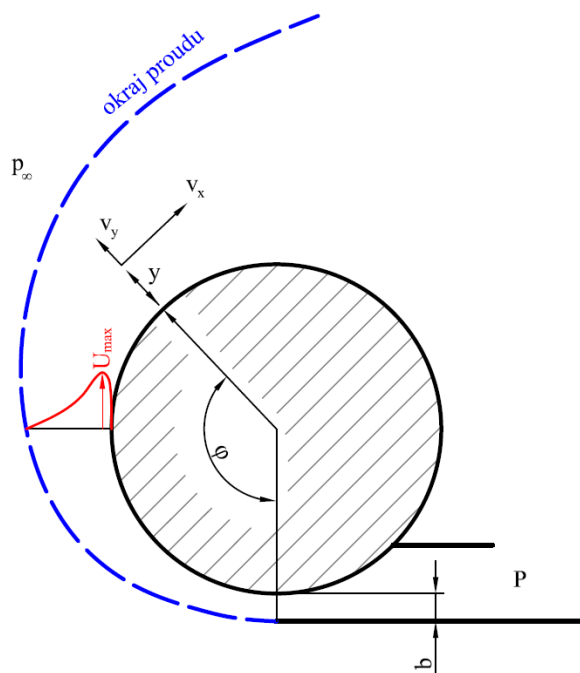
Obr. 1.7 Efekt hystereze při obtékání válce. (Vít [3])

1.3 Zakřivený stěnový proud

Proudění podél zakřivené stěny (obr. 1.8) je typickým příkladem Coandova jevu. Proud vstupuje do klidného okolního prostředí o tlaku p_∞ ze štěrbiny šířky b a přilne k povrchu válce o poloměru R a v určité úhlové vzdálenosti φ dojde k odtržení proudu od

k přilnutí proudu nedojde. Proto by uspořádání experimentu mělo být dvourozměrné.

Podle Bourqueovi teorie, o které je zmínka v Newman [2], je maximální úhel α pro přilnutí zpět ke stěně 90° a délka separační bubliny L_R je nekonečně dlouhá. Experimentálně bylo dosaženo maximální hodnoty $\alpha=75^\circ$ při poměru $L_R/b=2000$.



Obr. 1.8 Dvourozměrné proudění podél stěny válce. (Newman [2])

povrchu. Tento úhel se označuje jako úhel separace φ_s . Při vysokých hodnotách Reynoldsova čísla a vysokém poměru R/b úhel separace proudu φ_s může přesáhnout hodnotu až 270° .

Jestliže předpokládáme proudění ideální tekutiny (nevazké), potom by proud nestrhával okolní tekutinu a šířka proudu, rychlostní profil a statický tlak na stěně by byly konstantní a tedy nezávislé na hodnotě úhlu φ . Při proudění takové tekutiny by nikdy nedošlo k odtržení.

Reálná tekutina je vazká a proud strhává tekutinu z okolního prostředí, šířka proudu s rostoucím úhlem φ roste a jeho

rychlost klesá. To způsobuje zvyšování statického tlaku na stěně p_s a následně dochází k odtržení proudu. Úhel separace proudu φ_s můžeme vyjádřit jako funkci Reynoldsova čísla,

definovaného vztahem [2]:

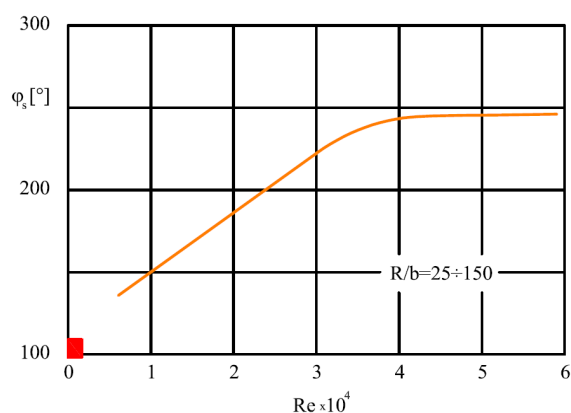
$$Re = \left(\frac{(P - p_\infty) \cdot R \cdot b}{\rho \cdot v^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

a poměru b/R , potom

$$\varphi_s = f \left[\frac{b}{R}, \left(\frac{(P - p_\infty) \cdot R \cdot b}{\rho \cdot v^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (1.2)$$

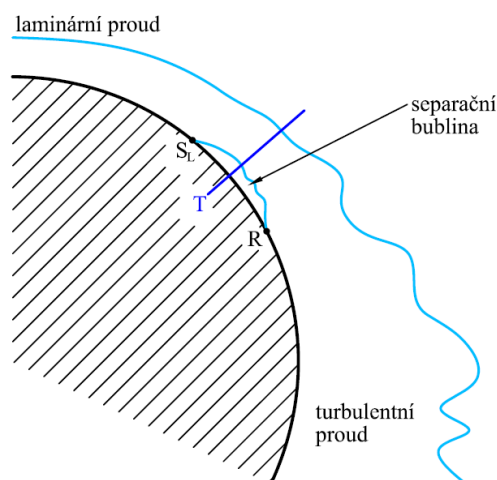
Je-li bod odtržení dostatečně daleko od štěrbiny je φ_s nezávislé na poměru b/R a je funkcí pouze Reynoldsova čísla. Experimenty potvrdily, že pro hodnoty $Re > 4 \cdot 10^4$ se φ_s stane nezávislým i na Reynoldsově čísle (obr. 1.9). Na obr. 1.9 je červeně označena oblast, která byla zkoumána v této práci.

Efekt přilnutí proudu ke stěně je způsoben odtržením laminárního proudu s následným rychlým přechodem do turbulence a opětovným přilnutím k zakřivené stěně. Přechod do turbulence je



Obr. 1.9 Úhel odtržení proudu pro obtékání válce o průměru 6". Reynoldsovo číslo je definováno vztahem 1.1. (Newman [2])

podle Tesaře [4] způsoben vznikem separační bubliny. Princip vzniku separační bubliny je na obr. 1.10. Rychlost laminárního proudu vystupujícího ze štěrby klesá vlivem přisávání



Obr. 1.10 Princip vzniku separační bubliny při laminárním proudění podél zakřivené stěny. (Tesař [4])

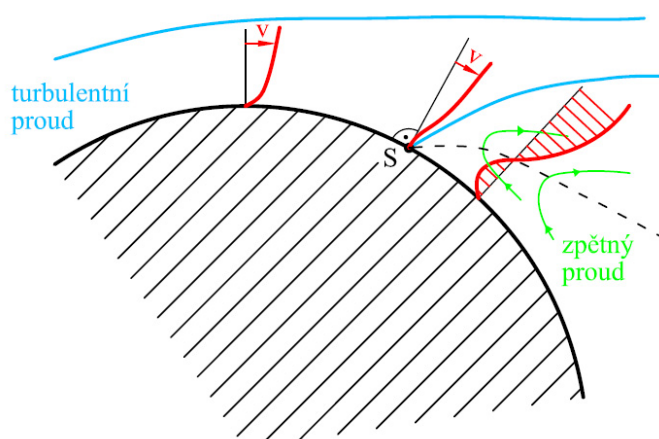
okolní tekutiny a to způsobuje rozšiřování proudu. V laminární oblasti není rozšiřování proudu tak intenzivní. Daleko větší vliv na zpomalování laminárního proudu má tření v blízkosti obtékaného povrchu. V bodě S_L , kde je $\partial v / \partial y = 0$, dojde k odtržení laminárního proudu. Odtržení od stěny vede ke zvýšení intenzity fluktuací, které byly v laminárním proudu v blízkosti stěny potlačeny, což vede k rychlému přechodu do turbulence (oblast T). Stejně jako v laminárním proudění dochází k přisávání okolní tekutiny, ale narozdíl od laminárního proudu je přisávání v turbulentním

proudu daleko intenzivnější. Šířka proudu rychle narůstá a v bodě R proud přilne znovu k povrchu. Turbulentní proud je pak schopen pokračovat podél stěny.

Šířka turbulentního proudu přilnutého k obtékanému povrchu rychle narůstá vlivem přisávání, díky tomu klesá rychlost. Rychlost klesá také vlivem vnitřního tření v prostředí. Rychlostní profil proudu se tím deformuje (obr 1.11), až dojde k tomu, že se částice proudu zastavily (bod S). Na stěně je tečna rychlostního profilu kolmá k obtékanému povrchu

$$\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=0} = 0.$$

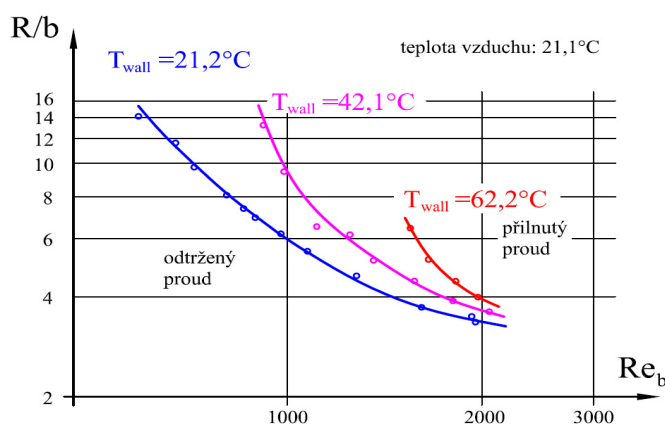
V dalším průběhu nastává účinkem tlakového spádu, směřujícího proti smyslu proudu, zpětné proudění u stěny. Při styku se základním proudem se zpětně pohybující částice vzdalují od stěny, což vede k odtržení proudu. V turbulentním proudu dochází k intenzivní výměně hybnosti mezi částicemi tekutiny, a proto i při zvýšeném tření částice ztrácejí kinetickou energii pomaleji. Proto se turbulentní proud odtrhne později než laminární (Noskievič [6]).



Obr. 1.11 Odtržení přilnutého turbulentního proudu (Noskievič [6])

1.4 Zakřivený stěnový proud ovlivněný teplotním gradientem

Zvýšením teploty obtékaného povrchu lze změnit teplotní gradient ve vrstvě proudu blízko stěny. Za určitých podmínek způsobí teplotní gradient odtržení proudu od stěny



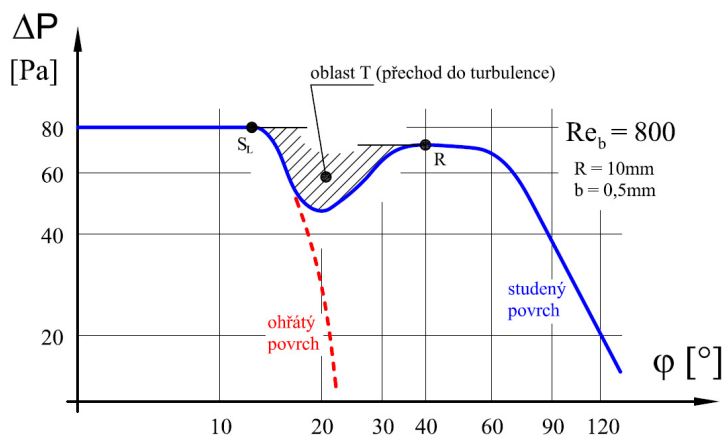
Obr. 1.12 Odtržení proudu jako funkce teploty stěny T_{wall} , Reynoldsova čísla a poměru R/b . Zvýšení teploty stěny T_{wall} způsobuje odtržení proudu při vyšších Reynoldsových číslech (Tesař [5])

(Tesař [5]). Experimentálně určená závislost odtržení proudu při různých teplotách povrchu, jako funkce Reynoldsova čísla Re_b (Reynoldsovo číslo v trysce šířky b) a poměru R/b , je na obr. 1.12.

Směr odtrženého proudu není závislý na přivedeném teple, ale na pozici bodu odtržení φ . Toto zjištění se shoduje s pozicí lokálního minima tlaku pod přilnutým proudem (obr. 1.13). Minimum lokálního tlaku

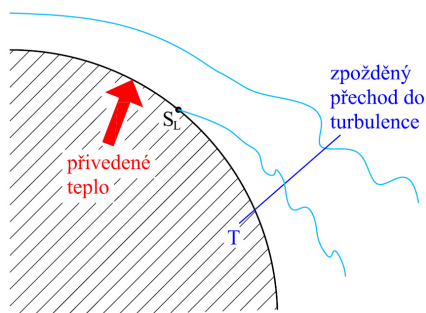
je presentováno jako důkaz vzniku separační bubliny.

Podle Tesaře [5] zmiňovaný teplotní gradient způsobuje destrukci separační bubliny pravděpodobně zpožděným přechodem do turbulence, díky snížení místních Reynoldsových čísel, což je způsobeno zvýšením viskozity tekutiny s rostoucí teplotou. Na začátku separační bubliny (bod S_L) dojde k odtržení laminárního proudu a turbulentní proud se vyvine příliš daleko po proudu na to, aby znovu přilnul k povrchu (obr. 1.14).



Obr. 1.13 Rozložení podtlaku na stěně s lokálním extrémem mezi dvěma režimy jako důkaz vzniku separační bubliny (Tesař [5])

Další možnou příčinou separace proudu je působení volné konvekce. Je-li teplota okolí vyšší než teplota proudící tekutiny, tak při uspořádání podle obr. 1.14 působí účinek volné konvekce proti přilnutí proudu. Naopak při uspořádání podle obr. 1.8 podporuje volná konvekce přilnutí proudu ke



Obr. 1.14 Zpožděný přechod do turbulence, způsobený vyšší teplotou povrchu, zabrání přilnutí. (Tesař [5])

stěně. Proto je při zkoumání vlivu teplotního gradientu na vznik Coandova efektu, důležité zajistit stejnou teplotu okolí a proudící tekutiny.

Další faktor ovlivňující proud podél zakřivené stěny je konvekce způsobená teplotou samotné stěny. Při zkoumání proudění podél ohřívané (ochlazované) stěny tento vliv nelze eliminovat s prostředky určenými pro tuto práci.

2 Zákony bilance

Při řešení zákonů bilance a rovnic z nich odvozených je nejčastěji používán prostorový (Eulerův) popis, tj. určitá část prostoru objemu V uzavřená plochou S , která je vzhledem ke zvolenému souřadnicovému systému v proudovém poli v klidu a je s ním tedy pevně vázána. Podrobné odvození zákonů bilancí lze nalézt např. v Maršík[7], Bird[8] nebo v Šesták[9].

2.1 Bilance obecné fyzikální veličiny

Univerzální bilanci obecné fyzikální veličiny můžeme sestavit podle principu, který lze zapsat takto:

$$\left(\begin{matrix} \text{rychlost} \\ \text{akumulace} \end{matrix} \right) = \left(\begin{matrix} \text{rychlost} \\ \text{přívodu} \end{matrix} \right) - \left(\begin{matrix} \text{rychlost} \\ \text{odvodu} \end{matrix} \right) + \left(\begin{matrix} \text{rychlost} \\ \text{vzniku} \end{matrix} \right). \quad (2.1)$$

Při konkrétní matematické formulaci musíme uvážit možné způsoby a mechanismy obsažené implicitně ve členech na pravé straně tohoto schématu.

2.2 Bilance hmotnosti

$$\left(\begin{matrix} \text{rychlost akumulace} \\ \text{hmotnosti} \end{matrix} \right) = \left(\begin{matrix} \text{rychlost přívodu} \\ \text{hmotnosti} \end{matrix} \right) - \left(\begin{matrix} \text{rychlost odvodu} \\ \text{hmotnosti} \end{matrix} \right). \quad (2.2)$$

Při odvození bilance hmotnosti (rovnice kontinuity) je bilancovanou veličinou hmotnost. Fyzikální vlastnost je reprezentována hmotností objemové jednotky, neboli hustotou ρ . Bilance hmotnosti pro neustálené proudění stlačitelné homogenní tekutiny:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (2.3)$$

kde \vec{v} je vektor rychlosti proudící tekutiny.

Při ustáleném proudění je $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ a bilance hmotnosti (2.3) bude mít tvar:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.4)$$

Pro proudění nestlačitelných tekutin ($\rho = \text{konst.}$) bude bilance hmotnosti (2.3):

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2.5)$$

2.3 Bilance hybnosti

$$\begin{pmatrix} \text{rychlost} \\ \text{akumulace} \\ \text{hybnosti} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{rychlost} \\ \text{přívodu} \\ \text{hybnosti} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{rychlost} \\ \text{odvodu} \\ \text{hybnosti} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{součet sil} \\ \text{působících} \\ \text{na systém} \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Bilancovanou fyzikální veličinou je hybnost $m\vec{v}$ a fyzikální vlastnost odpovídá hybnosti vztažené na jednotku objemu $\rho\vec{v}$. Bilance hybnosti je dána vektorovou rovnicí:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho\vec{v} = -(\nabla \cdot \rho\vec{v}\vec{v}) - \nabla p - (\nabla \cdot \vec{\tau}) + \rho\vec{g} \quad (2.7)$$

rychlost akumulace hybnosti	rychlost konvektivního přívodu hybnosti	tlakové síly působící na povrch kontr. objemu	síly vazkého tření působící na povrch kontr. objemu	vnější , objemové síly
-----------------------------------	---	---	---	------------------------------

kde $\vec{\tau}$ je tenzor dynamických napětí a \vec{g} je vektor gravitačního zrychlení.

2.4 Bilance mechanické energie

Bilanci mechanické energie v prostorovém popisu získáme skalárním vynásobením bilance hybnosti (2.7) místní rychlostí \vec{v} . S použitím bilance hmotnosti (2.3) a rozložením výrazů vyjadřující vliv tlaku a viskozity každý na dva členy lze bilanci mechanické energie psát ve tvar:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{v^2}{2} \right) = - \left(\nabla \cdot \rho \frac{v^2}{2} \vec{v} \right) - (\nabla \cdot p\vec{v}) - p(-\nabla \cdot \vec{v}) -$$

rychlost akumulace kinetické energie na jednotku objemu	rychlost přívodu kinetické energie proudem tekutiny	rychlost, kterou síly tlaku konají práci na jednotku objemu tekutiny	rychlost vratné přeměny na vnitřní energii
---	---	--	--

$$- \left[\nabla \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) \right] - (-\vec{\tau} : \nabla \vec{v}) + \rho(\vec{v} \cdot \vec{g}) \quad (2.8)$$

rychlost, kterou síly viskozity konají práci na jednotku objemu tekutiny	rychlost nevratné přeměny na vnitřní energii	rychlost, kterou gravitační síly konají práci na jednotku objemu tekutiny
--	--	---

U členů $p(\nabla \cdot \vec{v})$ a $(\vec{\tau} : \nabla \vec{v})$ vyjadřuje znaménko minus jejich fyzikální význam. Při bilanci vnitřní energie (2.11) vstupují tyto dva členy do rovnice s opačným znaménkem.

2.5 Bilance celkové energie

$$\begin{pmatrix} \text{rychlost akumulace} \\ \text{vnitřní a kinetické} \\ \text{energie} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{rychlost přívodu} \\ \text{vnitřní a kinetické} \\ \text{energie konvekci} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{rychlost odvodu} \\ \text{vnitřní a kinetické} \\ \text{energie konvekci} \end{pmatrix} + \\ + \begin{pmatrix} \text{výsledná rychlost} \\ \text{dodávání tepla} \\ \text{vedením} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{výsledná rychlost,} \\ \text{kterou systém koná} \\ \text{práci na okolí} \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Bilancovanou veličinou bude celková energie $(u + v^2/2)$, kde u je vnitřní energie, vztažená na jednotku hmotnosti a příslušnou fyzikální vlastností bude součin $\rho(u + v^2/2)$. Bilance celkové energie pak bude:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \left(u + \frac{v^2}{2} \right) &= - \left[\nabla \cdot \rho \vec{v} \left(u + \frac{v^2}{2} \right) \right] - (\nabla \cdot \vec{q}) + \rho (\vec{v} \cdot \vec{g}) - \\ &\quad - (\nabla \cdot p \vec{v}) - \left[\nabla \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) \right] + \dot{q}^{(g)}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

rychlost akumulace celkové energie v pevném kontr. objemu rychlost přívodu energie na jednotku objemu konvekci rychlost přívodu energie na jednotku objemu kondukci rychlost, kterou gravitační síly konají práci na jednotku objemu tekutiny

rychlost, kterou síly tlaku konají práci na jednotku objemu tekutiny rychlost, kterou síly viskozity konají práci na jednotku objemu tekutiny výkon energ. zdroje na jednotku objemu

kde \vec{q} je hustota tepelného toku v prostorovém popisu a člen $\dot{q}^{(g)}$ zahrnuje přeměnu jiných druhů energie např. Joule-ovo teplo, reakční teplo nebo absorpce (emise) radiace.

Bilance vnitřní energie: odečtením rovnice bilance mechanické energie (2.8) od rovnice bilance celkové energie (2.10) získáme bilanci vnitřní energie, která reprezentuje I. zákon termodynamiky:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u = - \nabla \cdot \rho \vec{v} u - (\nabla \cdot \vec{q}) - p(-\nabla \cdot \vec{v}) - (-\vec{\tau} : \nabla \vec{v}) + \dot{q}^{(g)}. \quad (2.11)$$

2.6 Bilance entropie

Pro reálný termodynamický proces platí tzv. Clausiova nerovnost:

$$\frac{dQ}{T} \leq dS. \quad (2.12)$$

Celková produkce entropie je definována, tak aby vyhovovala nerovnosti (2.12), kde

$$\sigma(S) = \rho \dot{s} + \nabla \cdot \left(\frac{\vec{q}}{T} \right) - \frac{\dot{q}^{(g)}}{T} \geq 0 \quad (2.13)$$

je hustota produkce celkové entropie v prostorovém popisu.

S použitím rovnice bilance vnitřní energie (2.11) lze upravit rovnici (2.13) do tzv. fundamentální termodynamické nerovnosti :

$$\pi = T\sigma(S) = \rho(T\dot{s} - \dot{u}) - \frac{\vec{q}}{T} \cdot \nabla T - p(-\nabla \cdot \vec{v}) - (-\vec{\tau} : \nabla \vec{v}) \geq 0. \quad (2.14)$$

Rovnice (2.14) je současnou nejobecnější formulací II. zákona termodynamiky pro jednosložkový systém a entropie stanovená pomocí této rovnice je rozhodující ke stanovení stability termodynamického stavu systému (Maršík [7]).

2.7 Konstitutivní vztahy pro termoviskózní tekutinu

V zákonech bilance hmotnosti, hybnosti, energie a entropie vystupuje 23 neznámých funkcí $x, y, z, p, T, \rho, u, s, \vec{q}, \vec{v}, \vec{\tau}$. Tyto fyzikální veličiny popisují termodynamický stav systému a procesy v něm probíhající. Pomocí 9 rovnic (bilance hmotnosti (2.3), bilance hybnosti (2.7) a bilance celkové energie (2.10)) a jedné nerovnosti (2.14) formulujících zákony bilance a stavové rovnice, je třeba určit 23 funkcí. Proto je třeba definovat $23-9=14$ neznámých funkcí tak, aby vyhovovaly II. zákonu termodynamiky (2.14).

Izotropní tekutinu (Newtonovskou tekutinu) popisuje rovnice tepelného toku:

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T, \quad (2.15)$$

kde λ je tepelná vodivost tekutiny a rovnice tenzoru dynamických napětí:

$$\vec{\tau} = \mu_v \vec{\delta} \nabla \cdot \vec{v} + 2\mu \vec{\Delta}, \quad (2.16)$$

kde $\vec{\delta}$ je tzv. Kroneckerův symbol (jednotkový vektor), $\vec{\Delta}$ tenzor rychlosti deformace a μ_v, μ objemová a smyková viskozita, tato rovnice se nazývá Newtonův zákon vazkého tření pro tekutiny. Pro nestlačitelné tekutiny je divergence rychlosti $\nabla \cdot \vec{v}$ nulová a rovnice (2.16) přejde do tvaru:

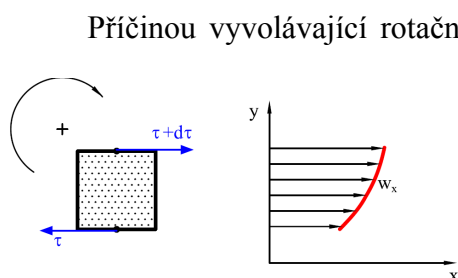
$$\vec{\tau} = 2\mu \vec{\Delta}. \quad (2.17)$$

3 Stabilita mezní vrstvy

Přeměna laminárního proudění s jednoduchými, většinou nepatrně zakřivenými a vzájemně téměř rovnoběžnými trajektoriemi částic tekutiny ve složité turbulentní proudění je způsobena nestabilitou rovnováhy sil v laminární mezní vrstvě. Tato nestabilita vzniká růstem malých poruch (Tesař [4]). Tyto poruchy mohou být způsobeny vlastnostmi obtékaného povrchu (nerovnosti a tření na stěně), nerovnoměrností rychlostních polí (např. zatopený proud, směšovací vrstva) nebo při obtékání stěny s podélným zakřivením nestabilitou radiálních sil. Kritériem pro stav proudu (laminární \times turbulentní) je Reynoldsovo číslo.

Stabilita proudění může být také ovlivněna teplotními poměry v mezní vrstvě (viz. kap. 1.3).

3.1 Růst malých poruch



Obr. 3.1 Tečná napětí působí momentem, který má tendenci uvést částici do rotace. (Tesař [4])

Příčinou vyvolávající rotační pohyb, charakteristický pro turbulentní víry, je účinek momentu, kterým na částice působí tečná napětí. Ta ovšem působí i při laminárním proudění, kde však je tendence k rotaci potlačena, vyvážena jinými silovými účinky. Při nízkých Reynoldsových číslech je tato rovnováha stabilní. S růstem Reynoldsova čísla se míra této stability zmenšuje a pak postačí i slabé vnější rozruchy, aby se rovnováha porušila a došlo

k přechodu do turbulence (Tesař [4]).

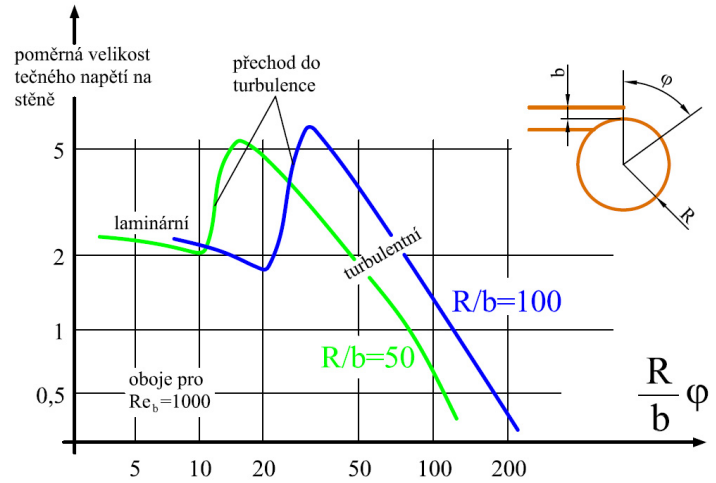
3.2 Nestabilita radiálních sil

Tento typ nestability se projevuje při obtékání stěny s podélným zakřivením. Při takové konfiguraci působí na částice tekutiny odstředivé zrychlení, s nímž je v rovnováze příčný tlakový gradient (tlak roste ve směru poloměru R). Při konkávním zakřivení je rychlostní gradient opačný a může dojít k nestabilitě.

Při konvexním zakřivení není přechod do turbulence zakřivením ovlivněn. Je-li částice tekutiny vychýlena ze své trajektorie na větší poloměr, její rychlost pro zachování točivosti musí klesnout. Odstředivá síla je pak menší než radiální tlaková síla v rychleji proudící okolní

tekutině. Radiální tlaková síla má tendenci vrátit částici zpět na původní poloměr a taková konfigurace je tedy stabilní. Ale experimentálně bylo zjištěno, že při větším zakřivení stěny dojde k dřívějšímu přechodu do turbulence (obr. 3.2). Je to zřejmě také důsledek nestability radiálních sil. Radiální tlaková síla již nestačí k navrácení částice, která byla vychýlená ze

své trajektorie na větší poloměr, zpět na původní poloměr. Radiální výchylka částice poroste a konfigurace se stane nestabilní (Tesař [4]).



Obr. 3.2 Dřívější přechod do turbulence. Při větším poměrném zakřivení (menším poměru R/b) dojde za jinak stejných podmínek k přechodu do turbulence dříve. (Tesař [4])

3.3 Kritérium stability termoviskózní tekutiny s konvekcí

Jak bylo popsáno v kapitole 2.7, lze stav systému popsat rychlostním a teplotním polem. Následující odvození kritéria stability pro termoviskózní tekutinu s konvekcí je zobecnění již známého Rayleighova případně Fjörtoftova kritéria stability pro izotermický systém a podrobně je vysvětleno v Maršík [7].

K termodynamické nerovnosti (2.14) přičteme bilanci mechanické energie (2.8) a s ohledem na bilanci hmotnosti (2.3) můžeme psát:

$$\pi = \rho \left(T \dot{s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} - \dot{h}_c \right) - \frac{\vec{q}}{T} \nabla T + \left[\nabla \left(\vec{\tau} \cdot \vec{v} \right) \right] \geq 0, \quad (3.1)$$

kde

$$h_c = u + \frac{p}{\rho} + \frac{|\vec{v}|^2}{2} + \phi, \quad (3.2)$$

kde ϕ je vnější potenciální objemová síla nezávislá na čase. Dosazením rovnice (3.2) do rovnice (3.1) dostáváme nerovnost:

$$\pi = \rho \left(T - \left(\frac{\partial h_c}{\partial s} \right)_p \right) \dot{s} + \rho \left(\frac{1}{\rho} - \left(\frac{\partial h_c}{\partial p} \right)_s \right) \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\vec{q}}{T} \nabla T + \left[\nabla \left(\vec{\tau} \cdot \vec{v} \right) \right] \geq 0, \quad (3.3)$$

která platí jen tehdy, platí-li:

$$T = \left(\frac{\partial h_c}{\partial s} \right)_p, \quad \frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial h_c}{\partial p} \right)_s, \quad (3.4)$$

$$\tilde{\pi} = -\frac{\vec{q}}{T} \nabla T + \left[\nabla \left(\vec{\tau} \cdot \vec{v} \right) \right] \geq 0. \quad (3.5)$$

Zde $\tilde{\pi}$ značí jinou disipovanou energii než tu, kterou vyjadřuje vztah (2.14). Je však také rovna nule při nulovém tepelném toku a nulovém vazkém napětí. Můžeme tak psát celkovou specifickou energii ve tvaru:

$$\dot{h}_c = T\dot{s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (3.6)$$

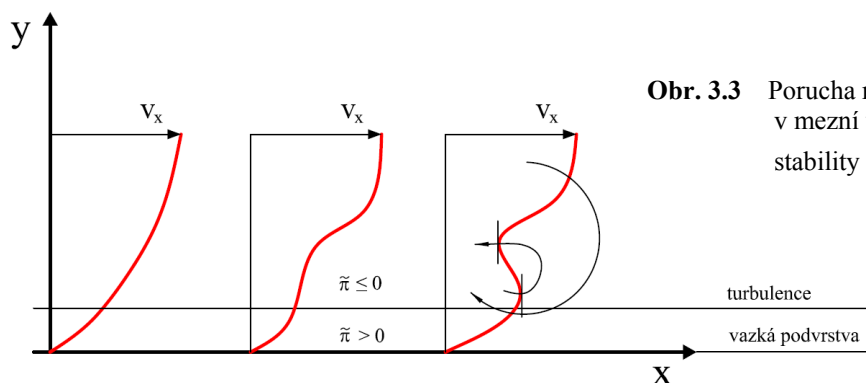
Dosazením konstitutivních vztahů (2.15) a (2.16) do nerovnosti (3.5) a předpokladu dvourozměrného obtékání povrchu, v jehož blízkosti je takový rychlostní a teplotní profil, že jsou splněny následující nerovnosti:

$$v_y \ll v_x, \quad \left| \frac{\partial v_x}{\partial x} \right|, \left| \frac{\partial v_y}{\partial x} \right|, \left| \frac{\partial v_y}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial v_x}{\partial y} \right|, \quad \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|, \quad (3.7)$$

můžeme psát podmínku stability ve tvaru:

$$\tilde{\pi} = \frac{\lambda}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 + \mu v_x \left[\frac{d \ln \mu}{dT} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right] \geq 0. \quad (3.8)$$

Nestabilitu může způsobit pouze poslední člen. Změnou znaménka druhé derivace (pro oblast vně laminární podvrstvy, kde v_x je již dostatečně velká) může třetí člen převážet nad prvními dvěma vyloženě tlumícími členy. Existence laminární podvrstvy je zákonitá, protože pro $v_x \rightarrow 0$ se destabilizující člen neuplatní. Stabilizující účinek má i ochlazování stěny při



Obr. 3.3 Porucha rychlostního profilu v mezní vrstvě vedoucí ke ztrátě stability ($\tilde{\pi} < 0$). (Maršík [7])

obtékání plyny ($d\mu/dT > 0$), protože proti zápornému destabilizujícímu členu $\partial^2 v_x / \partial y^2$ působí kladný člen $(\partial T / \partial y)(\partial v_x / \partial y) > 0$ s kladnými gradienty teploty a rychlosti.

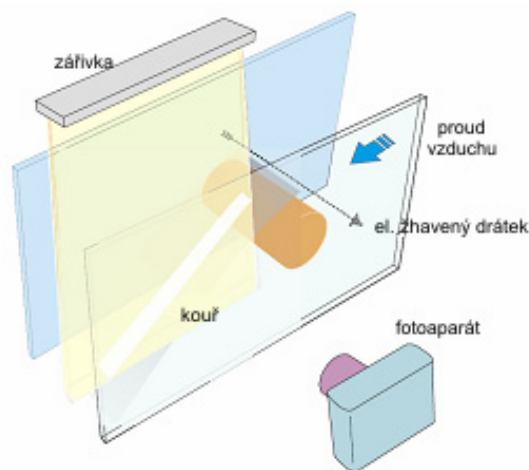
Analogicky by ohřívání stěny při obtékání plynu mělo vést k nestabilitě. Ale tento případ je mnohem komplikovanější. Destabilizující účinek ohřívání stěny se pravděpodobně uplatní jen u vysokých rychlostí proudění.

Disipativní nerovnost (3.8) je zobecnění Rayleighova kritéria stability smykových proudů. Rayleighovo kritérium stability např. pro mezní vrstvu (obr. 3.3) lze formulovat: nutná podmínka pro nestabilitu mezní vrstvy je $\partial^2 v_x / \partial y^2 = 0$, někde uvnitř mezní vrstvy.

4 Experimentální metody

4.1 Vizualizace metodou “Smoke Wire“

Jednou ze základních experimentálních metod pro určení stability mezní vrstvy byla právě metoda “Smoke Wire“ – obr. 4.1. Při této metodě je v proudu vzduchu umístěn odporový drátek o průměru cca. 0,15mm, na který je nanášena vrstva oleje. Odporový drátek je připojen ke zdroji elektrického proudu. Průchodem proudu se drátek zahřeje a olej se vypaří, vzniklý aerosol identifikuje proudění vzduchu. Ze studií složení substance generované touto metodou vyplývá, že kouř neobsahuje produkty hoření, ale zkondenzované částičky o průměru cca. 1μm. Vhodným olejem je např. tekutý parafin nebo ricinový olej [11].



Obr. 4.1 Schéma “Smoke Wire“ vizualizace

Tato metoda se hodí pro přibližnou identifikaci směru proudu a pro identifikaci velkých struktur v proudu vzduchu. Při použití odporového drátku a oleje jsme omezeni maximální rychlostí proudu vzduchu cca. 4 m/s. Tato rychlost je pro experiment limitní ze dvou důvodů:

1. vyvíjený kouř by měl dostatečně nasytit protékající množství vzduchu a při vyšších rychlostech by nasycení nebylo dostatečné k identifikaci proudu.
2. druhý důvod je vznik Karmánovy vírové stezky za drátkem při překročení kritického Reynoldsova čísla drátku.

Množství a dobu generování kouře lze ovlivnit regulací napětí na zdroji používaného pro zahřátí drátku. S nižším elektrickým proudem se prodlužuje doba vývoje kouře, ale nasycení je menší a naopak při vyšším elektrickém proudu je nasycení větší a zmenšuje se doba vývoje kouře. Při experimentech se doba vývoje kouře pohybovala v intervalu 3÷4 s, proto je důležité zajistit synchronizaci ohřevu drátku a spuštění fotoaparátu. Během jednoho experimentu lze pořídit až 8 snímků.

4.2 Metoda žhavené anemometrie – HWA (Hot Wire Anemometry)

Metoda HWA se používá k podrobnému zkoumání vlastností proudění. Protože byla použita k měřením presentovaných v této práci, budou zde podrobněji popsány základní principy, pracovní režimy a konfigurace experimentů této metody.

Výhodami metody HWA v porovnání s konkurenční metodou LDA (Laser Doppler Anemometry) jsou nižší investiční náklady, menší velikost sondy - tzn. podrobnější proměření proudění a relativně jednoduchá obsluha a nastavení měření. Naopak hlavní nevýhodou metody HWA je ovlivnění proudění přítomností sondy v proudu tekutiny a nutnost kalibrace.

Podrobné informace o HWA metodě lze nalézt např. v literatuře Bruun [10].

4.2.1 Základní principy HWA

Metoda HWA je založena na konvektivním přenosu tepla ze žhaveného drátku sondy do okolní proudící tekutiny. Přestup tepla závisí na vlastnostech okolní tekutiny (hustota ρ , dynamická viskozita μ , tepelná vodivost tekutiny λ , měrná tepelná kapacita c_p , atd.), parametrech proudu (rychlost v , teplota tekutiny T , tlak p , atd.) a rozměrech sondy.

Drátek sondy je žhaven elektrickým proudem a teplo vygenerované v elementu drátku délky dx lze podle Jouleova zákona formulovat:

$$d\dot{Q}_e = \frac{I^2 \chi_w}{S_w} dx, \quad (4.1)$$

kde χ_w je součinitel elektrického odporu drátku délky l_w definovaný vztahem:

$$R_w = \frac{\chi_w \cdot l_w}{S_w} \quad (4.2)$$

a S_w je plocha průřezu drátku.

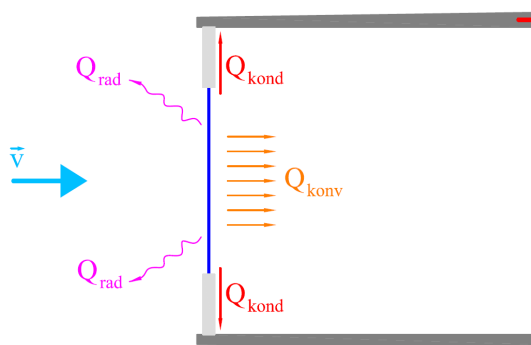
Drátek je připevněn k vidlici (obr. 4.2) a má vyšší teplotu než je teplota okolní tekutiny. Proto se bude uskutečňovat konvektivní přestup tepla z drátku do okolí $d\dot{Q}_{konv}$, konduktivní přestup tepla do vidlice sondy $d\dot{Q}_{kond}$, přestup radiací do okolí $d\dot{Q}_{rad}$ a v tepelné bilanci bude ještě figurovat teplo akumulované v drátku $d\dot{Q}_{aku}$. Tepelná bilance pro element drátku dx pak může být formulována:

$$d\dot{Q}_e = d\dot{Q}_{konv} + d\dot{Q}_{kond} + d\dot{Q}_{rad} + d\dot{Q}_{aku}. \quad (4.3)$$

Konvektivní přestup tepla může být vyjádřen v závislosti na součiniteli přestupu tepla α podle Newtonova vztahu pro přestup tepla:

$$d\dot{Q}_{konv} = \pi d_w \alpha (T_w - T_\infty) dx, \quad (4.4)$$

kde d_w je průměr drátku, T_w je teplota drátku a T_∞ je teplota okolní tekutiny. Ze vztahu (4.3)



Obr. 4.2 Mechanismy přenosu tepla z drátku

je patrné, že lze metodu HWA použít pro měření rychlosti i teploty proudící tekutiny. Nicméně důsledek výše uvedeného vztahu je nepřesnost měření rychlostí v neizotermickém proudění. Způsoby eliminace této nepřesnosti budou zmíněny v následujících kapitolách. Konduktivní přestup tepla z drátku do vidlice je:

$$d\dot{Q}_{kond} = -\lambda_w S_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} dx, \quad (4.5)$$

kde λ_w je tepelná vodivost materiálu drátku sondy při teplotě T_w . Přestup tepla radiací je definován vztahem:

$$d\dot{Q}_{rad} = \pi d_w \cdot \sigma \cdot \varepsilon (T_w^4 - T_p^4) dx, \quad (4.6)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta, ε součinitel emisivity drátku a T_p je teplota okolních ploch. Ve většině HWA aplikacích je disipované radiační teplo velmi malé a zanedbává se. Účinek radiace není zanedbatelný při měření blízko stěny. Teplo akumulované v drátku je dáno vztahem:

$$d\dot{Q}_{aku} = \rho_w c_w S_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx, \quad (4.7)$$

kde ρ_w je hustota materiálu drátku a c_w je měrná tepelná kapacita materiálu drátku.

Zanedbáním přestupu tepla radiací a dosazením do rovnice (4.2) bude mít tepelná bilance tvar:

$$\lambda_w S_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{I^2 \chi_w}{S_w} - \pi d_w \alpha (T_w - T_\infty) - \rho_w c_w S_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = 0. \quad (4.8)$$

Pro nekonečně dlouhý drátek můžeme zanedbat teplo konduktivně disipované do vidlice sondy. Tepelnou bilanci (4.8) pro drátek o délce l_w pak můžeme psát ve tvaru:

$$I^2 R_w = \pi d_w \alpha l_w (T_w - T_\infty). \quad (4.9)$$

Použitím vztahu pro teplotní závislost odporu materiálu drátku $T_w - T_0 = \frac{R_w - R_0}{\alpha_0 R_0}$ a vztahu pro elektrické napětí drátku $E_w = IR_w$ můžeme rovnici (4.9) vyjádřit:

$$\frac{E_w^2}{R_w} = (A + B \cdot U^n) \cdot (T_w - T_\infty), \quad (4.10)$$

kde koeficienty A, B, n jsou funkce průměru drátku, vlastností materiálu drátku a vlastností okolní tekutiny. Hodnoty těchto koeficientů je možné získat kalibrací.

4.2.2 Citlivost na změny rychlosti a teploty

Jak bylo zmíněno v kapitole 4.1.1, sondy metody HWA jsou citlivé na změny rychlosti proudu okolní tekutiny a změny její teploty. Rychlostní citlivost sondy zapojené v režimu konstantní teploty (CT) $S_{U,CT}$ je dána vztahem:

$$S_{U,CT} = \frac{\partial E_w}{\partial U} = \frac{nBU^{n-1}}{2} \left[\frac{R_w(T_w - T_\infty)}{A + BU^n} \right]^{1/2}. \quad (4.11)$$

Teplotní citlivost sondy v CT režimu $S_{\theta,CT}$ je dána vztahem:

$$S_{\theta,CT} = \frac{\partial E_w}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} \left[\frac{R_w(A + BU^n)}{T_w - T_\infty} \right]^{1/2}, \quad (4.12)$$

kde θ jsou malé fluktuace teploty T_∞ v okolní tekutině.

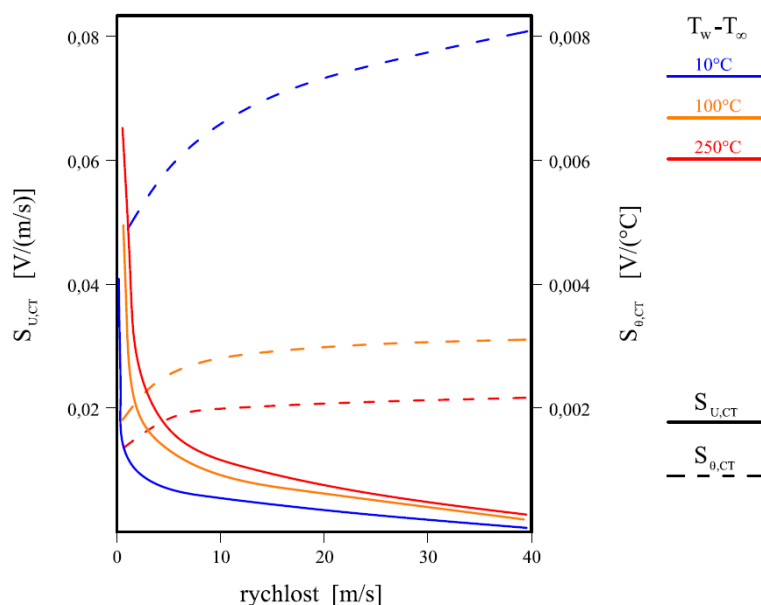
Vztahy pro rychlostní a teplotní citlivost pro anemometr zapojený v režimu konstantního proudu (CC) jsou vyjádřeny v následujícím tvaru:

$$S_{U,CC} = -\frac{nB\bar{U}^{n-1}I^3\bar{R}_w^2}{\bar{R}_\infty(A + B\bar{U}^n)^2}, \quad (4.13)$$

$$S_{\theta,CC} = \frac{\alpha_0 I \bar{R}_w R_0}{\bar{R}_\infty}, \quad (4.14)$$

kde s pruhem jsou časově průměrované hodnoty.

Na obr. 4.3 jsou zobrazeny průběhy $S_{U,CT}$ a $S_{\theta,CT}$ pro sondu z wolframového drátku o délce $l_w = 2mm$ a průměru $d_w = 5\mu m$ v režimu konstantní teploty. Z grafu na obr. 4.3 je patrné, že pro danou rychlost proudění s rostoucí hodnotou $T_w - T_\infty$ rychlostní citlivost $S_{U,CT}$ roste a teplotní citlivost $S_{\theta,CT}$ klesá. Proto je doporučeno používat vysoké přehřátí drátku pro měření fluktuací rychlosti a malé přehřátí pro měření teploty.



Obr. 4.3 Změna rychlostní a teplotní citlivosti v závislosti na rychlosti proudění a přehřátí drátku HWA sondy. (Bruun [10])

4.2.3 Režimy HWA

Používají se dva režimy zapojení anemometru:

1. Režim konstantního proudu (CC) – proud procházející drátkem sondy je konstantní a s měnící se rychlostí a teplotou proudící tekutiny se mění teplota drátku. Změna teploty drátku vede ke změně elektrického odporu R_w a tím ke změně napětí na drátku E_w . Změna napětí E_w je měřena galvanometrem v Wheatstonově můstku (obr. 4.4). Režim konstantního proudu se používá především pro měření teploty.

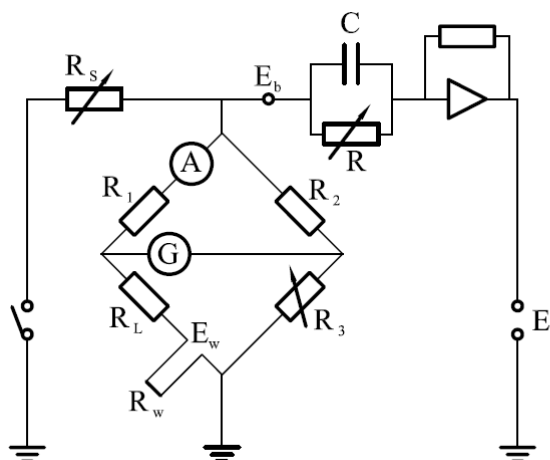
2. Režim konstantní teploty (CT) – teplota drátku je udržovaná na konstantní hodnotě. Zapojení obvodu v CT režimu je na obr. 4.5. Se změnou rychlosti proudící tekutiny dojde ke změně napětí $E_2 - E_1$, která je úměrná změně odporu drátku. Diference $E_2 - E_1$ vstupuje do zesilovače, jehož výstup je žhavicí proud I nepřímo úměrný odporu drátku sondy. Vedení tohoto proudu zpět do Wheatstonova můstku vede k opakované úpravě počáteční hodnoty odporu drátku. Režim konstantní teploty se používá při měření rychlosti.

Nejdůležitějším parametrem v režimu CT je přehřátí drátku. Přehřátí je definované vztahem:

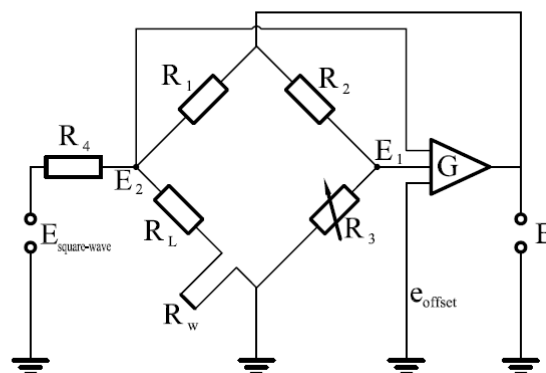
$$a_h = \frac{R_w}{R_\infty} \quad (4.15)$$

a určuje pracovní teplotu drátku. Ze vztahů (4.11) a (4.12) vyplývá, že rychlostní nebo teplotní citlivost sondy je závislá na daném přehřátí. Pro měření rychlosti v CT režimu je doporučeno maximální možné přehřátí, protože s rostoucí hodnotou přehřátí roste rychlostní citlivost sondy. Maximální hodnota přehřátí, nejčastěji používaného, wolframového

drátku je omezena na 350°C. Protože při vyšších teplotách začíná drátek oxidovat a měření je nepřesné.



Obr. 4.4 Zapojení anemometru v režimu CC



Obr. 4.5 Zapojení anemometru v režimu CT

Při praktickém měření je třeba zahrnout celkový odpor R_L sondy a spojovacích kabelů. Tento odpor je součtem odporu sondy R_p , odporu držáku sondy R_s a odporu kabelů spojujících sondu s anemometrem R_c . Odpor R_p je udáván výrobcem a hodnotu odporu $R_s + R_c$ můžeme změřit užitím zkratovací sondy. Pak je celkový odpor

$$R_L = R_p + R_s + R_c \quad (4.16)$$

a pracovní přehřátí anemometru může být vyjádřeno pomocí rovnic pro naměřený odpor R_L :

$$R_{\infty,m} = R_{\infty} + R_L, \quad (4.17)$$

$$R_{w,m} = R_w + R_L, \quad (4.18)$$

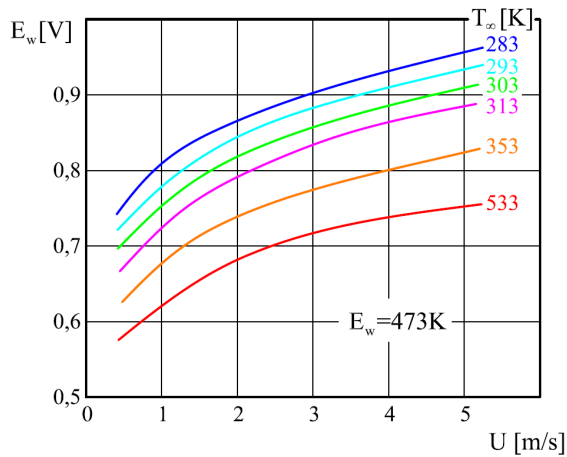
kde $R_{w,m}$ je skutečná hodnota odporu nastavená na anemometru.

4.2.4 Účinek změny teploty proudící tekutiny

Změna teploty média během experimentu ovlivňuje zaznamenávané hodnoty rychlosti. Ze vztahu (4.10) je patrné, že výstupní napětí anemometru je závislé nejen na rychlosti, ale také na rozdílu teplot drátku sondy a okolní tekutiny (obr. 4.6).

Pro korekci účinku změny teploty tekutiny při měření rychlosti se používají následující metody:

1. Automatická kompenzace – do Wheatstonova můstku je připojen snímač teploty, který kompenzuje změny teploty T_{∞} .



Obr. 4.6 Závislost napětí drátku E_w na rychlosti vzduchu U pro různé teploty okolí T_∞ . (Bruun [10])

T_∞ . Závislost má pak tvar:

$$E^2 = \frac{(R_1 + R_L + R_w)^2}{R_w} (T_w - T_\infty) (A + BU^n). \quad (4.20)$$

3. Analytická kompenzace – jestliže napíšeme rovnici výstupního anemometru ve tvaru:

$$E^* = E^2 \frac{R_w}{(R_1 + R_L + R_w)^2 (T_w - T_\infty)} = A + BU^n, \quad (4.21)$$

člen $R_w / (R_1 + R_L + R_w)^2$ je pro CT anemometr konstantní a může být zahrnut do kalibračních konstant. Teplotní závislost potom určuje jen rozdíl teplot $T_w - T_\infty$. Teplota drátku T_w je konstantní a teplotu T_∞ můžeme měřit teplotní sondou.

4.2.5 Kalibrace sondy

Přesná kalibrace sondy je nezbytně nutná součást měření HWA. Cílem kalibrace je získat kalibrační konstanty v závislosti $E = f(U)$ pro měření rychlostí a $E = f(T)$ pro měření teploty. Kalibrací získáme soubor bodů $[E_R, U_R(T_R)]$, kde $U_R(T_R)$ je známá nastavitelná hodnota referenční rychlosti (teploty) a E_R je výstupní napětí anemometru pro tuto referenční hodnotu. Pomocí tohoto souboru můžeme definovat kalibrační rovnici HWA sondy. Nejpoužívanější kalibrační rovnice jsou (Bruun [10]):

2. Rychlostní a teplotní kalibrace drátkové sondy – změnou hodnoty odporu R_w můžeme kompenzovat změny teploty T_∞ . Výstupní napětí CT anemometru E v závislosti na napětí drátku E_w lze vyjádřit ve tvaru:

$$E = \frac{R_1 + R_L + R_w}{R_w} E_w. \quad (4.19)$$

Dosažením rovnice (4.19) do rovnice (4.10) můžeme vyjádřit výstupní napětí E jako funkci kalibračních konstant A, B, n a teploty

1. Mocniný (Kingův) zákon ve tvaru:

$$E^2 = A + BU^n. \quad (4.22)$$

2. Rozšířený mocniný zákon ve tvaru:

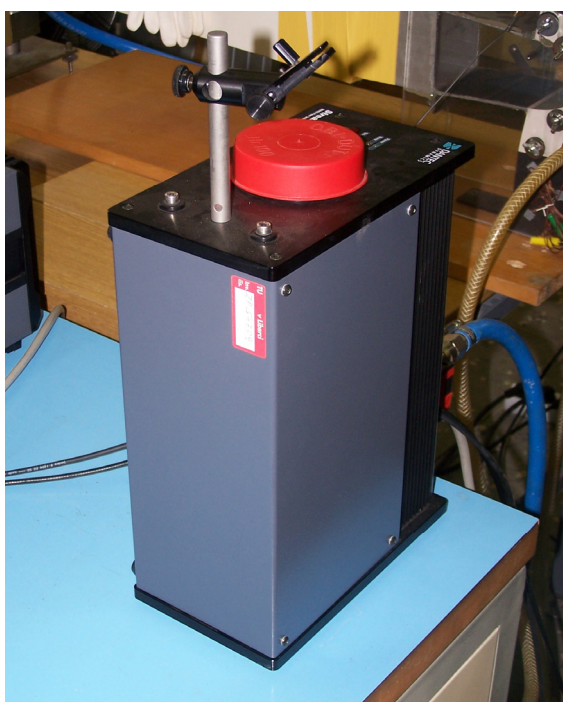
$$E^2 = A + BU^{0,5} + CU. \quad (4.23)$$

3. Polynomická funkce ve tvaru:

$$U = A + BE^2 + C(E^2)^2 + D(E^2)^3. \quad (4.24)$$

Pro co nejpřesnější měření je nutné provést kalibraci sondy před každým měřením a také na konci každého měření. Jestliže se kalibrační konstanty před a po měření příliš neliší, můžeme výsledky experimentu považovat za vyhovující.

K rychlostní kalibraci bylo použito kalibrační zařízení (obr. 4.7) firmy DANTEC, typ 55D90. Teplotní kalibrace byla provedena v kalibrační peci JOFRA (obr. 4.8).



Obr. 4.7 Rychlostní kalibrační jednotka DANTEC 90H02



Obr. 4.8 Teplotní kalibrační jednotka JOFRA

4.2.6 Měření teploty

Nejjednodušší metodou měření teploty je použití drátkové sondy v anemometru zapojeném v režimu konstantního proudu (CC). Pro takové měření je velice důležitý poměr teplotní a rychlostní citlivosti sondy. Ze vztahů (4.13) a (4.14) můžeme tento poměr formulovat ve tvaru:

$$\begin{aligned}\frac{S_{U,CC}}{S_{\theta,CC}} &= -\frac{I^2 R_w (0,25 Re^{0,45})}{\pi \alpha_0 l_w \bar{U} (0,24 + 0,56 Re^{0,45})^2} = \\ &= -\frac{\chi_w \cdot Re^{0,45}}{\pi^2 \alpha_0 \bar{U} (0,24 + 0,56 Re^{0,45})^2} \cdot \frac{I^2}{d_w^2}.\end{aligned}\quad (4.25)$$

Ze vztahu (4.25) je patrné, že pro daný průměr drátku sondy d_w určuje poměr rychlostní a teplotní citlivosti elektrický proud I . Proto by pro minimalizaci vlivu rychlosti tekutiny na měření teploty měl být proud I co nejmenší.

4.2.7 Měření blízko stěny

Pro získání přesných výsledků měření rychlostních a teplotních profilů blízko stěny je třeba využít pokročilejších experimentálních technik. Pro měření ve viskózní podvrstvě jednodrátkovou sondou je důležité, aby drátek byl rovnoběžný s obtékaným povrchem, který by měl být hladký.

Při měření blízko stěny je třeba vzít do úvahy tyto faktory ovlivňující výsledky experimentu:

1. Rychlost v oblasti blízko stěny je menší než 1m/s. Tak malé rychlosti vyžadují použití speciálních kalibračních technik (např. kalibrace pohybem sondy – Bruun [10]).
2. Přítomnost sondy ve vazké podvrstvě ovlivňuje proud tekutiny. Proto byly vyvinuty speciální sondy pro měření blízko stěny. Při použití standardní sondy je doporučeno naklonit sondu vůči povrchu o malý úhel, cca. 5°.
3. Měření blízko stěny vyžaduje přesné nastavení vzdálenosti drátku sondy od stěny. Pro posuv sondy bylo navrženo několik metod (Bruun [10]-str. 266).
4. Blízkost stěny způsobuje zvýšení přestupu tepla z drátku sondy do okolní tekutiny (vzduchu). To je způsobeno změnou rychlostních a teplotních polí v okolí drátku. Materiály s vyšší tepelnou vodivostí ovlivňují signál významněji než materiály s nízkou tepelnou vodivostí.

4.3 Numerické metody – metoda konečných objemů

Rovnice popisující laminární a turbulentní proudění jsou všeobecně známé, ale vzhledem k velké složitosti turbulentního proudění nelze tyto rovnice, kromě jednoduchých uspořádání, řešit exaktně ani s použitím nejmodernější výpočetní techniky. Proto se při řešení složitého turbulentního proudění většinou používají zjednodušující matematické modely

turbulence vycházející z empirických vztahů. Pomocí numerického modelování je možno doplnit výsledky skutečného experimentu a také řešit daný problém pro podmínky obtížně dosažitelné při experimentu (např. extrémní teploty a tlaky).

Pro numerické řešení proudění podél zahřívané (ochlazované) válcové stěny byl použit program FLUENT 6.1.22. Tento CFD (Computational Fluid Dynamics) software umožňuje řešit případy stacionárního i nestacionárního proudění stlačitelných i nestlačitelných tekutin, přenosu tepla a hmoty a průběhy chemických reakcí. FLUENT řeší základní diferenciální rovnice, kontinuity (2.3), hybnosti (2.7) a energie (2.11) metodou konečných objemů - FVM (Finite Volume Method). Proto musí být zkonstruován geometrický model tzv. výpočtová síť.

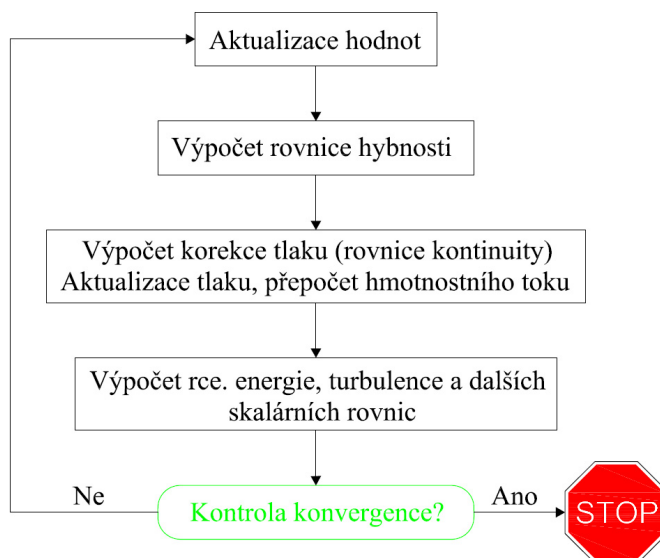
Nejpoužívanější metodou modelování turbulentního proudění jsou *metody statistické turbulence* RANS (Reynolds Averaged Navier - Stokes equations). Tato metoda řeší bilanční rovnice z časově středovaných veličin turbulentního proudění. FLUENT nabízí dvě numerické metody řešení diferenciálních rovnic:

1. Sdružený řešič („Coupled solver“) – základní bilanční rovnice jsou řešeny najednou. Umožňuje řešit proudění stlačitelných i nestlačitelných tekutin.

2. Postupný řešič („Segregated solver“) – bilanční rovnice řeší postupně a je vhodný jen pro výpočet nestlačitelných tekutin.

Bilanční rovnice jsou nelineární a proto musí být provedeno několik iterací k dosažení konvergence řešení. Jednotlivé iterace probíhají podle schématu na obr. 4.9.

Kromě výběru numerické metody řešení můžeme ve FLUENTu nastavit mnoho parametrů, pomocí kterých lze optimálně nastavit výpočet.

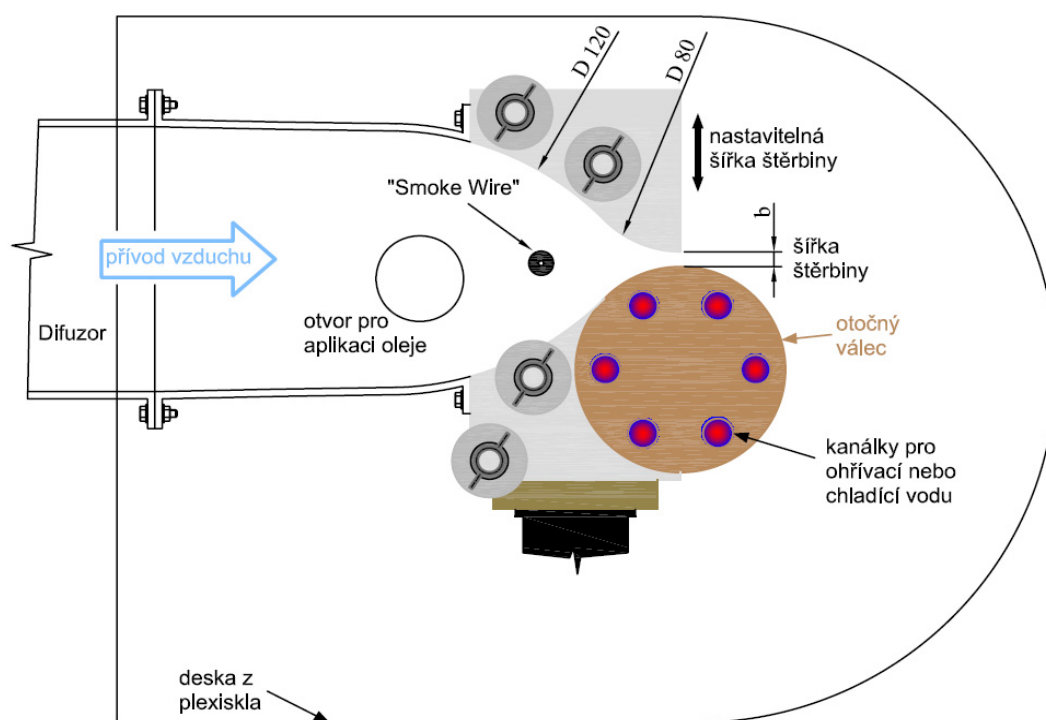


Obr. 4.9 Schéma řešení každé iterace postupným řešičem FVM

5 Konfigurace experimentu

5.1 Konstrukce modelu

Model byl zkonstruován T. Vítem [3] a upraven pro experimenty prezentované v této práci. Konstrukce experimentálního modelu (obr. 5.1) byla navržena tak, aby bylo možné ohřívat nebo ochlazovat obtékanou stěnu válce a měnit šířku štěrbiny b a tím simulovat různé režimy proudění vzduchu.



Obr. 5.1 Konstrukce experimentálního modelu

Důležitá součást modelu je měděný otočný válec (obr. 5.1). Do tohoto válce bylo vyvrtáno šest kanálků, jejichž osy jsou rovnoběžné s osou měděného válce. Kanálky protéká voda, kterou se válec ohřívá nebo ochlazuje. Uspořádání kanálků zajišťuje rovnoměrnou teplotu celého povrchu válce. Teplota vody proudící do kanálků ve válci je regulovaná termostatem, na kterém je možné nastavit teplotu s přesností $\pm 0,01$ °C. Válec je široký 10cm a je umístěn mezi dvěma deskami z plexiskla, které zajišťují dvojdimenzionální charakter proudění (pro experiment je zajištění 2D proudění velmi důležité, viz. kapitola 1.1).

Hliníková tryska je symetrická a je tvořena dvěma spojenými válci o průměrech 120mm a 80mm. Spodní část trysky je tvořena již zmíněným měděným válcem o stejném

průměru 80mm. Pro dosažení vyšší komprese vzduchu je před tryskou 150mm dlouhá zužující se část.

Otvory pro upínací šrouby s křídlovými maticemi v horní části trysky jsou oválné a umožňují tak svislý pohyb horní části trysky a tedy nastavení šířky štěrbiny b v rozsahu $0 \div 10\text{mm}$. Do obou bočních desek jsou zasazené malé osazené valečky s otvorem pro protažení odporového drátku. V jedné z plexisklových desek je otvor, kterým byla kontrolována teplota přiváděného vzduchu v průběhu experimentu. Tímto otvorem se také nanášel olej na odporový drátek při experimentech prováděných metodou Smoke Wire. Otvor je opatřen víčkem.

Součástí konstrukce je i difuzor, do kterého je přiváděn vzduch. Difuzor je opatřen soustavou mřížek a filtrů. Tlakový rozvod vzduchu v laboratoři umožňuje provést experimenty ve velkém rozsahu rychlostí. Rychlost vzduchu je regulována rotametrem s možností výměny průtokové trubice a s přesností $\pm 50 \text{ dm}^3/\text{hod}$ (pro $U_b \pm 0,0434 \text{ m/s}$). Před rotametrem byl zařazen tepelný výměník pro zajištění stejné teploty proudícího vzduchu a teploty okolí (rozdílná teplota okolí a proudící tekutiny ovlivňuje výsledky experimentu, viz. kapitola 1.3). Na obr. 5.2 je fotografie laboratorního vybavení použitého při experimentech.



Obr. 5.2 Laboratorní vybavení pro experimenty: 1) Model trysky s ohříváním (ochlazovaným) válcem, 2) Rotametr, 3) Termostat, 4) Počítač, 5) Rychlostní kalibrační jednotka DANTEC 90H02, 6) Teplotní kalibrační jednotka JOFRA, 7) Anemometr (2x CTA můstek 99C10, 1x CCA můstek DANTEC 90P20 a kalibrační modul DANTEC 90H01, ke kterému je připojena rychlostní kalibrační jednotka), 8) Zesilovač výstupního signálu z anemometru, 9) Tepelný výměník vzduch-vzduch (pro zajištění stejné teploty proudícího vzduchu a okolí), 10) Ventilátory vytvářející proud vzduchu skrz žebra výměníku

5.2 Vybavení pro Smoke Wire experiment

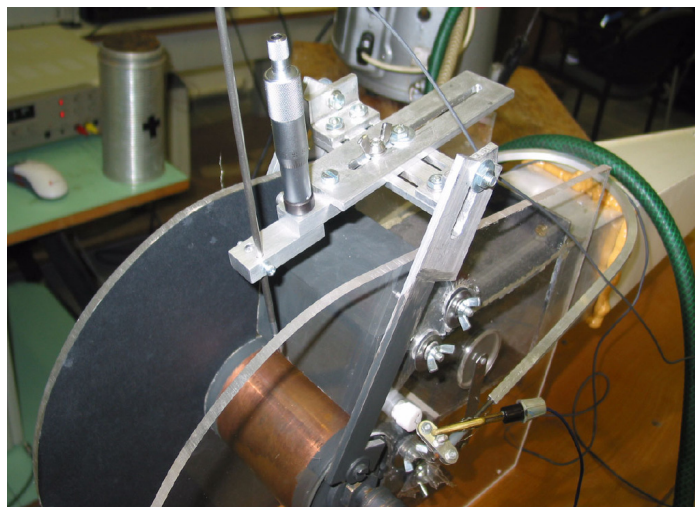
Drátek použitý pro Smoke Wire vizualizaci má obchodní označení KANTHAL, jeho průměr je 0,18mm a odpor má hodnotu $R_m=53,1\Omega/m$. Drátek je umístěn v osazených plastových válečkách, které jsou zasazené do bočních plexiskel.

Při vizualizaci je důležitá intenzita a doba generování kouře. Obojí je možné regulovat změnou napětí na zdroji - viz. kapitola 4.1. Pro dobrou identifikaci směru proudu na fotografii je nezbytně nutné použít větší intenzitu kouře na úkor doby, po kterou je kouř generován. Při experimentech byl použit tekutý parafin a napětí na zdroji bylo nastaveno na 2,5V.

Snímky byly pořízeny digitálním fotoaparátem Canon G2. K osvětlení experimentu byly použity dvě zářivky, které byly nad i pod fotografovanou oblastí (obr. 4.1).

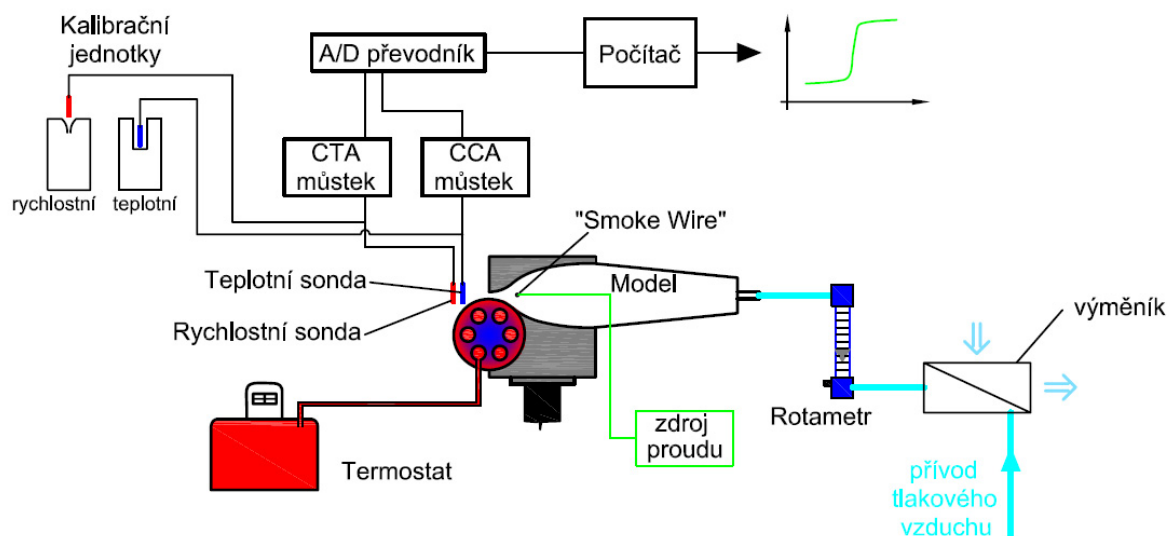
5.3 Vybavení pro HWA

Pro měření rychlostních a teplotních profilů bylo zkonstruováno traverzovací zařízení (obr. 5.3). Toto zařízení je pevně přišroubováno k otočnému válci a jeho otáčením lze nastavit požadovaný úhel od štěrbin, ve kterém chceme proudění detailně proměřit. Toto zařízení umožňuje přesné měření tangenciální rychlosti, teploty a intenzity turbulence proudu v libovolném úhlu. Sonda upevněná v nastavci traverzovacího zařízení je vůči souřadnému systému válce stabilní. Pro vybraný úhel měření je pohyb sondy možný pouze v radiálním směru a je zprostředkován mikrometrem. Ten umožňuje nastavení pozice sondy s přesností



Obr. 5.3 Traverzovací zařízení pro HWA sondu

0,01mm. Měření rychlosti bylo provedeno HWA sondou DANTEC 55P11, která byla připojena k CTA můstku DANTEC 99C10. Výstupní signál z CTA můstku je zesílen a pak veden do počítače přes 12 bitový A/D převodník. Teplota byla měřena sondou DANTEC 55P11 připojenou k CCA můstku DANTEC 90P20. Jako při měření rychlosti je signál zesílen dále veden přes A/D převodník do počítače k dalšímu zpracování. Schéma zapojení sond, anemometru a kalibračních jednotek je na obr. 5.4.



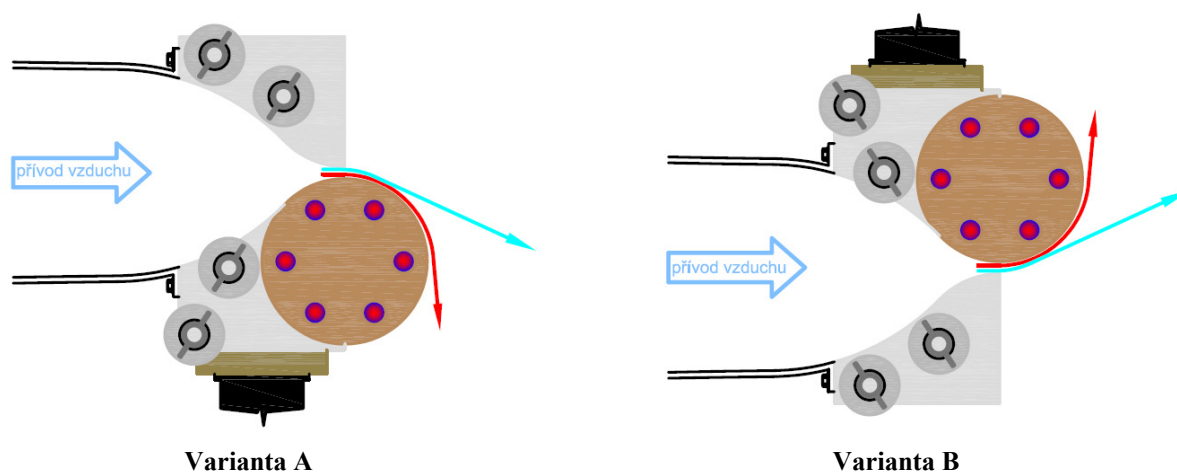
Obr. 5.4 Schéma zapojení experimentu

Pro rychlostní kalibraci sondy byl použit kalibrační modul DANTEC 90H01, ke kterému je připojena rychlostní kalibrační jednotka DANTEC 90H02 (obr. 4.6). A pro teplotní kalibraci byla použita kalibrační pec JOFRA (obr. 4.7).

6 Výsledky experimentů

Změna teploty povrchu obtékaného válce ovlivňuje stabilitu mezní vrstvy a tím i vznik Coandova efektu. Jak bylo popsáno v kapitole 1.4 se změnou teploty povrchu válce se mění také viskozita proudící tekutiny a tím i Reynoldsovo číslo. Druhý účinek změny teploty povrchu válce je působení volné konvekce.

Pro určení vlivu účinku měnící se viskozity a volné konvekce byly experimenty provedeny ve dvou variantách podle obr. 6.1.



Obr. 6.1 Varianty uspořádání experimentů

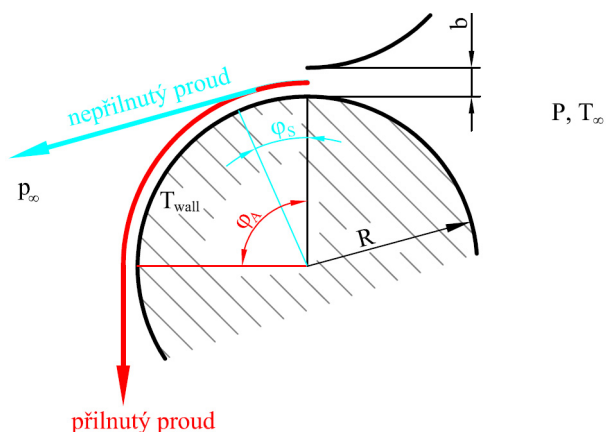
Provedením experimentů v obou těchto variantách dostaneme informace o vlivu změny kinematické viskozity a vlivu působení volné konvekce na stabilitu mezní vrstvy.

6.1 Výsledky vizualizace “Smoke Wire“

Vizualizace proudu vzduchu metodou “Smoke Wire” byla použita pro obě varianty. Metoda “Smoke Wire” je vhodná k získání přibližné představy charakteru proudění pro velké rozsahy Reynoldsových čísel a teplot povrchu válce. Použití jiné metody, např. HWA, pro tak široké rozsahy hodnot je pro získání počáteční představy nepraktické, protože tato metoda je časově velmi náročná. Příspěvkem metody “Smoke Wire” jsou informace o vývoji proudu podél stěny válce pro různé hodnoty Re a T_{wall} , tato metoda také umožňuje určit první domněnky o vlivu jednotlivých parametrů. V neposlední řadě tato metoda dovolila blíže určit rozsah Reynoldsových čísel, který bude detailně studován použitím metody HWA a tím snížit

časové nároky této metody. Nedostatkem metody “Smoke Wire” je narušení podmínek proudění vlivem ohřevu vzduchu od žhaveného drátku.

Experimenty byly vyhodnocovány podle obr. 6.2. Nepřilnutý proud (modře) nevystupuje z trysky vodorovně, ale pod malým úhlem. To je způsobeno ovlivněním proudu přiléhající stěnou a uplatnění slabého Coandova efektu. Ten způsobuje, že se proud ohýbá směrem k válci. Přilnutý proud (červeně) sleduje povrch válce minimálně do úhlu 80° . Experimenty byly provedeny pro parametr $R/b=10$, pro různá Reynoldsova čísla a pro poměr $T^*=T_{wall}/T_\infty$ ($T_{wall} \in \{286,15; 288,15; 291,15; 300,15; 305,15; 308,15\} \text{K}$), kde T_{wall} je teplota povrchu válce a T_∞ je teplota okolního neovlivněného vzduchu.



Obr. 6.2 Schéma stěnového proudu a použitá označení

V použité literatuře není jednotně ustanoven tvar Reynoldsova čísla charakterizující toto experimentální uspořádání. Nejčastěji používaná forma Reynoldsova čísla s ohledem na parametry tekutiny a rychlostní pole je:

$$Re_b = \frac{U_b \cdot b}{\nu_\infty}. \quad (6.1)$$

V Newman [2] můžeme najít Reynoldsovo číslo, které je definované parametry shodujícími se s parametry experimentálního uspořádání použitého v této práci, jako poloměr válce R a šířka štěrbin b . Tento tvar Reynoldsova čísla je definován vztahem (1.1):

$$Re = \left(\frac{(P - p_\infty) \cdot R \cdot b}{\rho \cdot v^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Předpokládáme-li obdélníkový rychlostní profil v trysce, pak platí $P - p_\infty = \frac{1}{2} \rho \cdot U_b^2$ a Reynoldsovo číslo můžeme psát ve tvaru:

$$Re = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_b \cdot \sqrt{R \cdot b}}{\nu_\infty}. \quad (6.2)$$

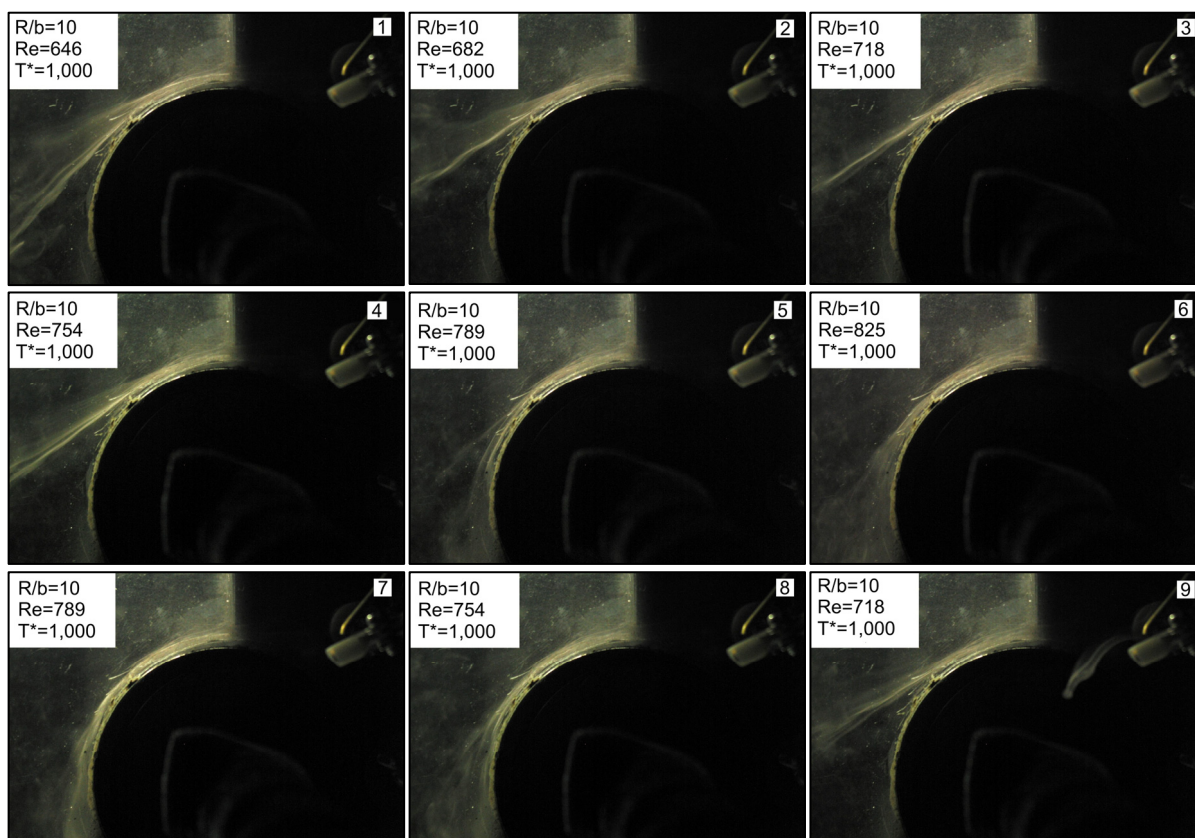
Velikost Reynoldsova čísla je ovlivněna kinematickou viskozitou, která závisí na teplotě. Kinematická viskozita byla vztažena k teplotě neovlivněného proudu, která byla měřena laboratorním teploměrem s přesností $0,1^\circ\text{C}$ v prostoru před vstupem vzduchu do

štěrbiny. Vzhledem k tomu, že rychlost proudění v prostoru měření je velice malá není nutné naměřenou teplotu T_∞ korigovat tzv. restitučním faktorem.

6.1.1 Hystereze

V kapitole 1.2 byl blíže popsán efekt hystereze na Coandově experimentu podle Newmana [2], kde měnícím se parametrem byl úhel α připojené stěny. Ve stejné kapitole byla také zmínka, že efekt hystereze se projeví i při změně rychlosti proudu, tedy při změně Reynoldsova čísla.

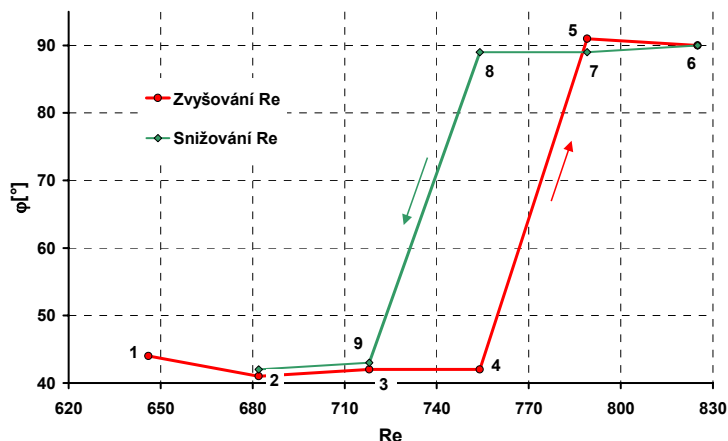
Při měření hystereze metodou “Smoke Wire” se otevřením víčka při každém nanesení oleje na odporový drátek snížil průtok. Proto se musel průtok snížit nebo zvýšit, podle toho zdali bylo Reynoldsovo číslo zvyšováno nebo snižováno. A až potom se nastavil průtok na požadovanou hodnotu. Samotné měření hystereze bylo časově náročné, proto bylo detailněji provedeno jen pro variantu A a jen pro jedinou hodnotu $T^*=1,0000$.



Obr. 6.3 Příklad efektu hystereze pro $T^*=1,0000$

Na obr. 6.3 jsou snímky zachycující vývoj proudu při poměru $T^*=1,000$ pro postupné zvyšování a následné snižování Reynoldsova čísla. Tento vývoj proudu je zobrazen v grafu na obr. 6.4 jako závislost výstupního úhlu proudu na Reynoldsově číslu. Označme Reynoldsovo číslo, při kterém proud přilne nebo se naopak odtrhne od stěny válce jako kritické - Re_K . Z grafu je patrné, že hodnota Re_K pro přilnutí proudu při zvyšování Re je vyšší než hodnota Re_K pro odtržení proudu při následném snižování Re .

Efekt hystereze se projeví u obou variant uspořádání experimentu a pro všechny hodnoty T^* . Se zvyšováním, ale i snižováním, hodnoty T^* je efekt hystereze výraznější a rozdíl mezi hodnotami Re_K pro přilnutí a odtržení proudu je vyšší než pro hodnotu $T^*=1,000$.



Obr. 6.4 Efekt hystereze pro $T^*=1,0000$
(čísla bodů v grafu odpovídají číslům snímků na obr. 6.3)

6.1.2 Vliv teploty na přilnutí proudu

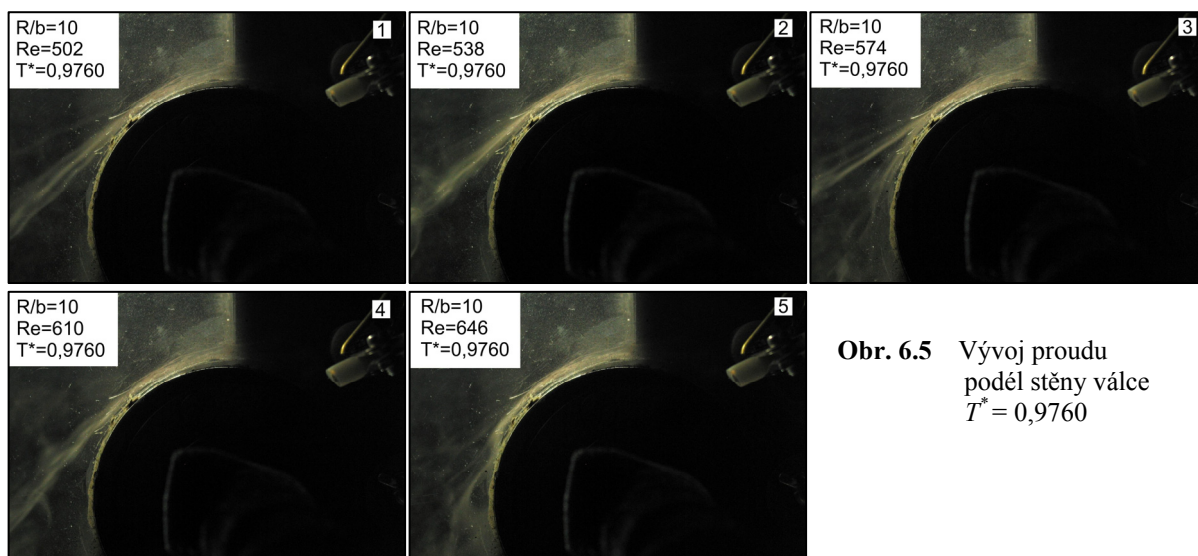
Hlavním úkolem “Smoke Wire” experimentu bylo určení závislosti stavu proudu (separovaný x přilnutý) na Reynoldsově číslu a poměru T^* . Reynoldsovo číslo bylo počítáno z objemového průtoku \dot{V} , který byl nastavován rotametrem v rozsahu $\dot{V} \in \{800; 3500 \text{ l/h}\}$.

Z pořízených fotografií je možné analyzovat vliv jednotlivých parametrů experimentu na stav proudu.

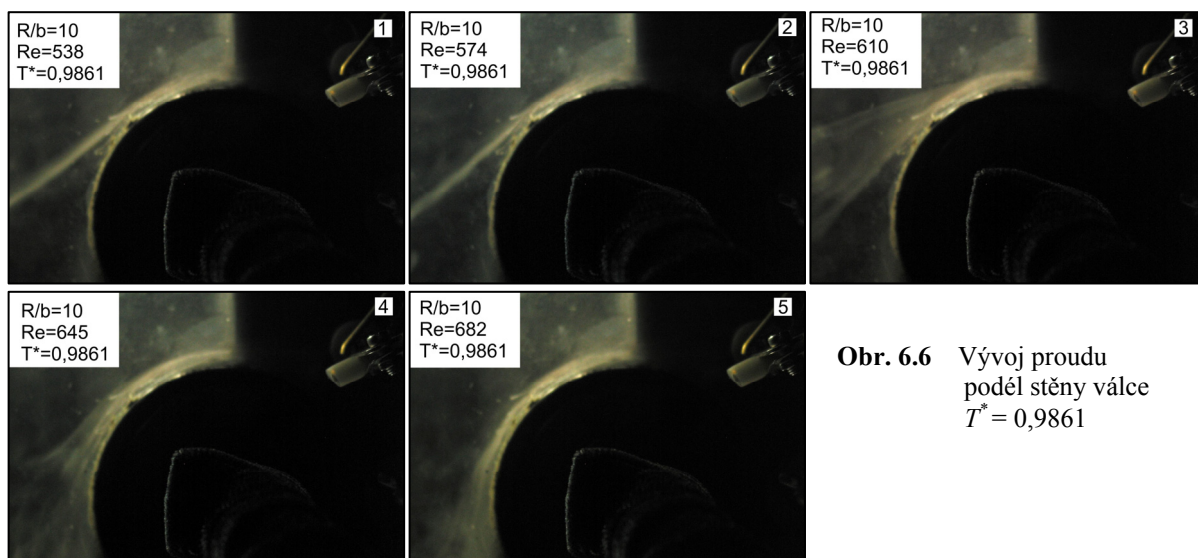
Varianta A

Jak bylo zmíněno v kapitole 6.1 nepřilnutý proud nevystupuje ze štěrbin vodorovně, ale pod určitým úhlem. Z prezentovaných fotografií je vidět, že nepřilnutý proud vystupuje z trysky pod úhlem $40^\circ \div 55^\circ$. To je způsobeno relativně vysokým poměrným zakřivením R/b . Pro hodnoty $T^* > 1$ u varianty A je výstupní úhel nepřilnutého proudu mírně menší než pro hodnoty $T^* \leq 1$. To je dáno působením volné konvekce od samotné stěny válce.

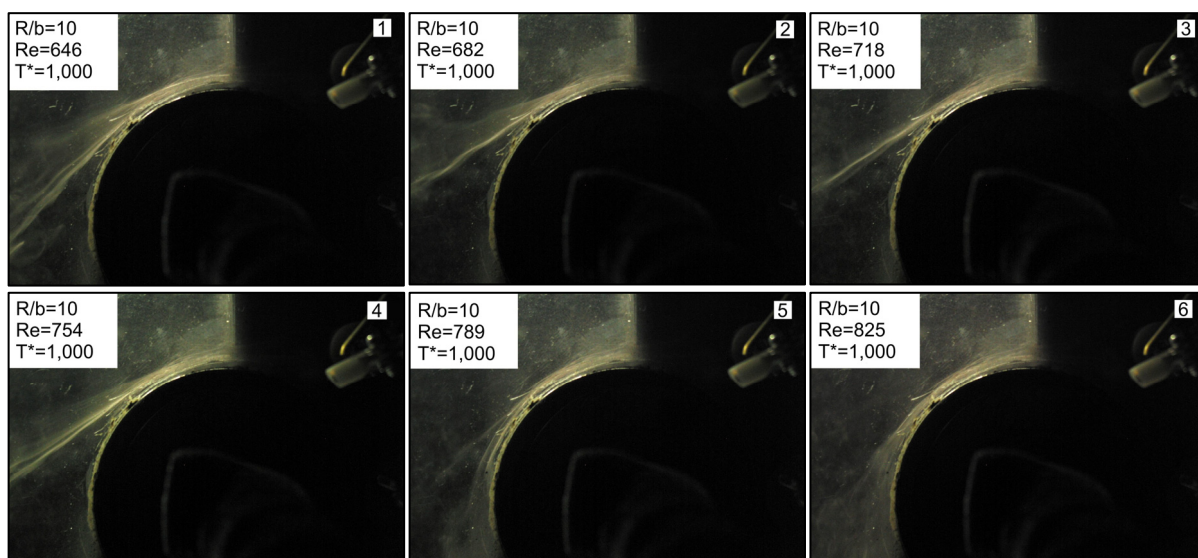
Na obr. 6.5 je zobrazen vývoj proudu pro hodnotu $T^*=0,9760$. Na snímcích č.1 ÷ č.4 je patrné, že s rostoucím Reynoldsovým číslem se výstupní úhel proudu téměř nemění. Na snímku č.5 je již plně přilnutý proud. S následným zvyšováním Reynoldsova čísla zůstává proud přilnutý k válci. Z toho vyplývá, že existují jen dva stabilní stavy - nepřilnutý a přilnutý



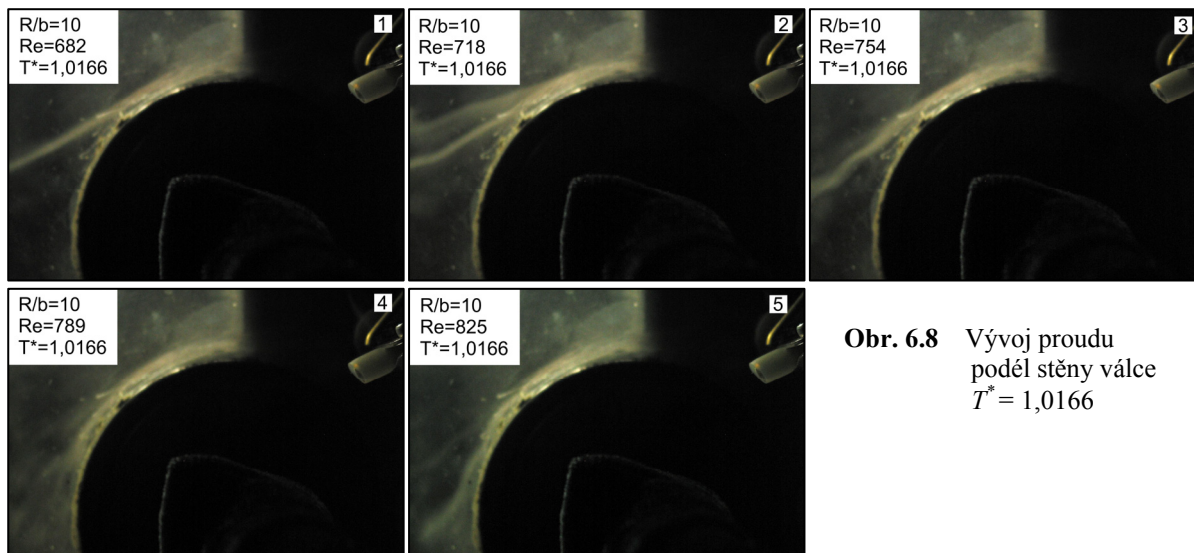
Obr. 6.5 Vývoj proudu
podél stěny válce
 $T^* = 0,9760$



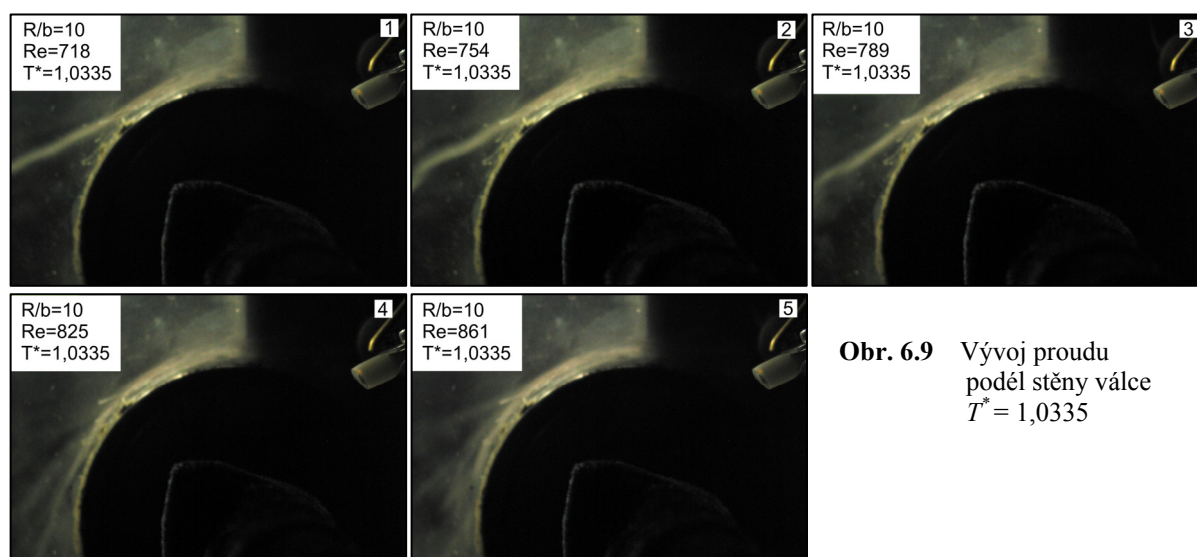
Obr. 6.6 Vývoj proudu
podél stěny válce
 $T^* = 0,9861$



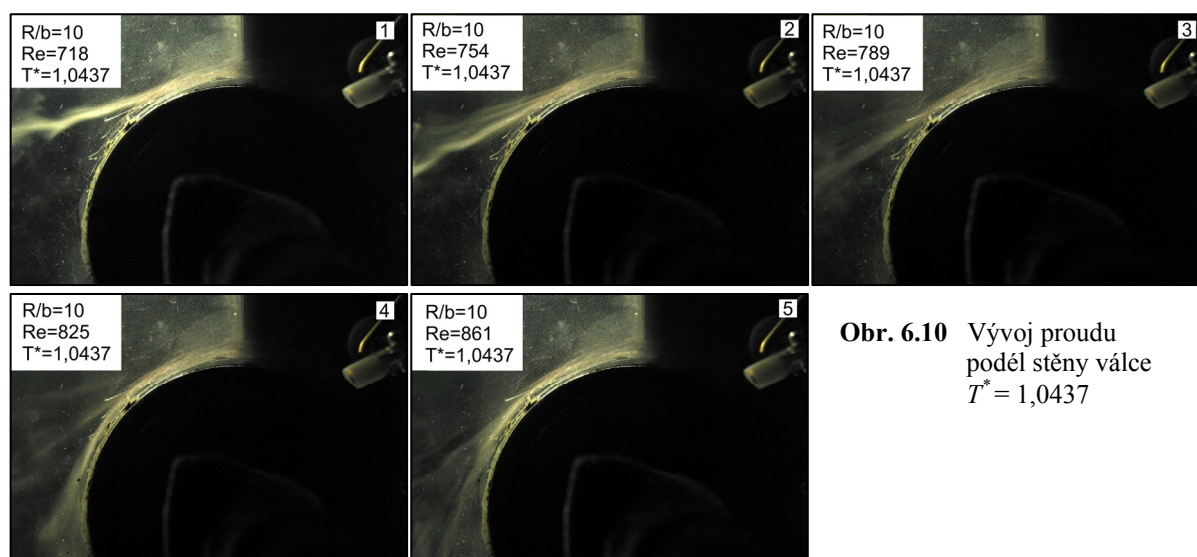
Obr. 6.7 Vývoj proudu podél stěny válce - $T^* = 1,0000$



Obr. 6.8 Vývoj proudu
podél stěny válce
 $T^* = 1,0166$

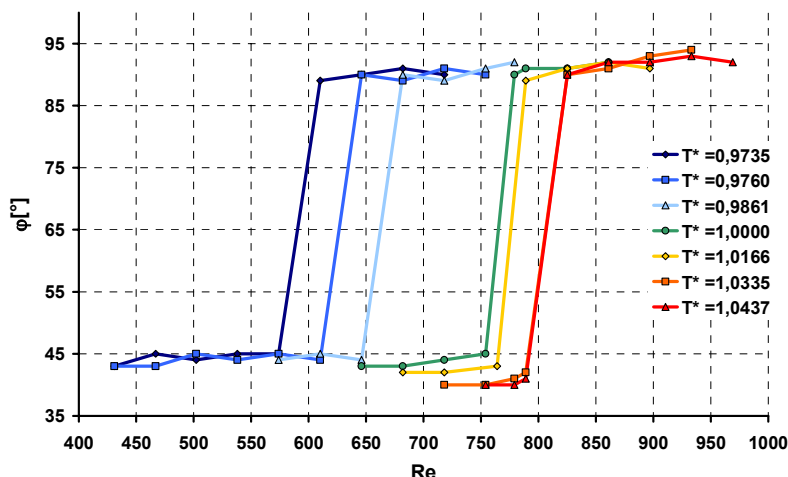


Obr. 6.9 Vývoj proudu
podél stěny válce
 $T^* = 1,0335$



Obr. 6.10 Vývoj proudu
podél stěny válce
 $T^* = 1,0437$

proud. Přilnutí proudu neprobíhá plynule, ale jedná se o skokovou změnu. Na obr. 6.6, 6.7, 6.8, 6.9 a 6.10 jsou snímky zachycující vývoj proudu pro postupné zvyšování hodnoty T^* . Na těchto snímcích můžeme pozorovat, že s rostoucí teplotou stěny válce dojde k přilnutí při vyšším Reynoldsově čísle - Re_K roste. Jasnou představu o vývoji proudu v závislosti na poměru T^* a Re dostaneme zakreslením získaných dat do grafu (obr. 6.11), kde parametrem charakterizujícím stav proud je výstupní úhel φ . Zvyšování kritického Reynoldsova čísla pro rostoucí poměr T^* je zde evidentní.

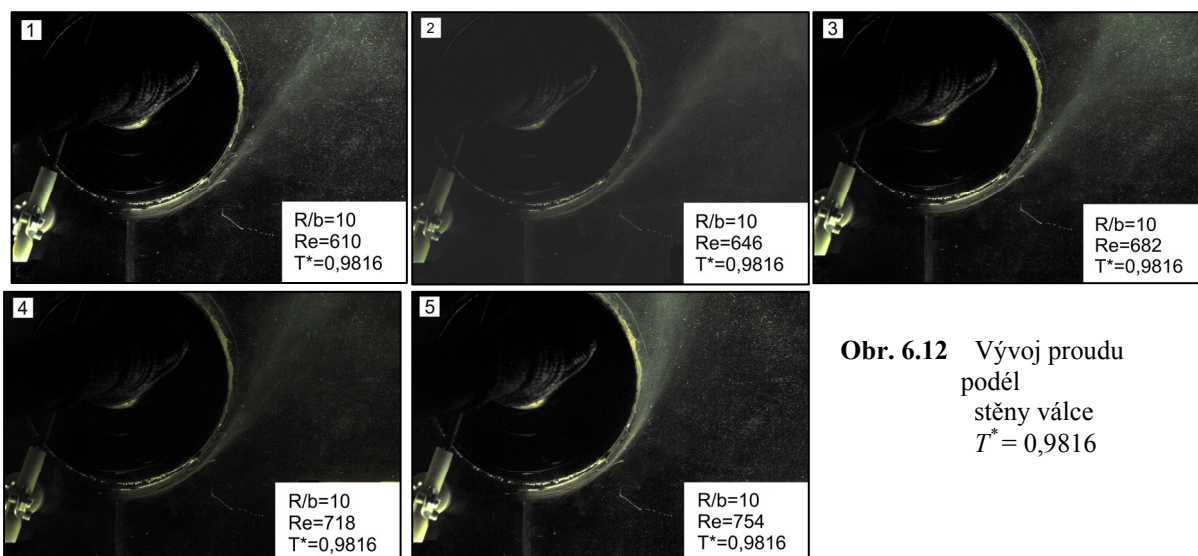


Obr. 6.11 Změna výstupního úhlu proudu v závislosti na Re a poměru T^* (Varianta A)

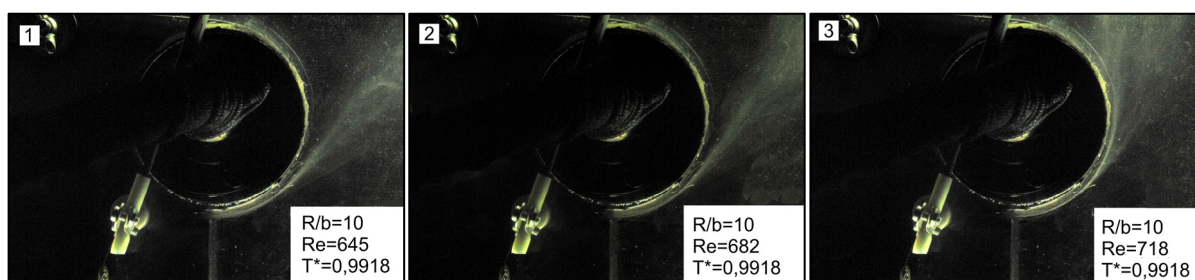
Varianta B

Oproti variantě A by se měl výstupní úhel nepřilnutého proudu s rostoucím poměrem T^* zvětšovat. Je to opět dáno působením volné konvekce od samotné stěny válce, ale v tomto případě napomáhá volná konvekce přilnutí proudu ke stěně válce. Na obr. 6.12 je zachycen vývoj proudu pro $T^*=0,9816$. Stejně jako pro variantu A můžeme na snímcích č.1÷ č.4 vidět, že s rostoucím Reynoldsovým číslem se výstupní úhel téměř nemění. Na pátém snímku je proud již přilnutý k válci. Na obr. 6.13 až 6.15 můžeme pozorovat snižování kritického Reynoldsova čísla s rostoucí teplotou povrchu válce. Je to dáno výše zmíněným účinkem volné konvekce, která na rozdíl od varianty A napomáhá při uspořádání podle varianty B přilnutí proudu k válci. Snižování Re_K je evidentní z grafu (obr. 6.16), který zobrazuje změnu výstupního úhlu proudu v závislosti na Re a poměru T^* pro variantu B.

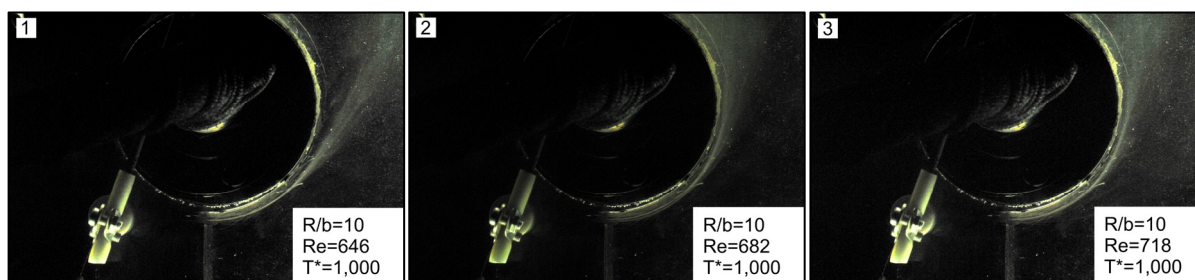
Graf na obr. 6.17 zobrazuje vývoj kritických Reynoldsových čísel v závislosti na změně poměru T^* pro obě varianty uspořádání experimentu. Ze získaných dat lze formulovat první předběžnou hypotézu, že pro variantu A s rostoucím poměrem T^* roste i Re_K (k přilnutí proudu je třeba se zvyšující se teplotou povrchu válce vyšší rychlost). Naopak pro variantu B s rostoucím poměrem T^* klesá hodnota Re_K .



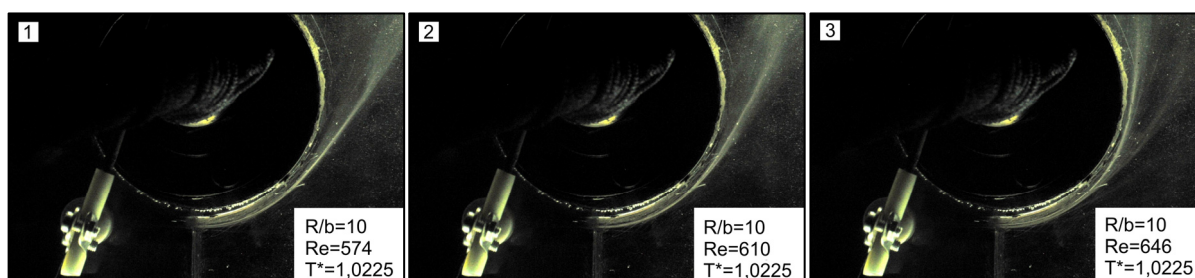
Obr. 6.12 Vývoj proudu podél stěny válce $T^* = 0,9816$



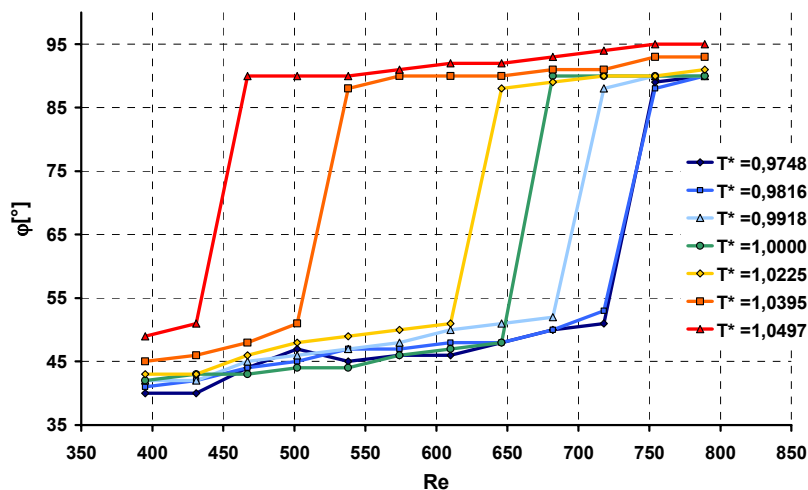
Obr. 6.13 Vývoj proudu podél stěny válce $T^* = 0,9918$



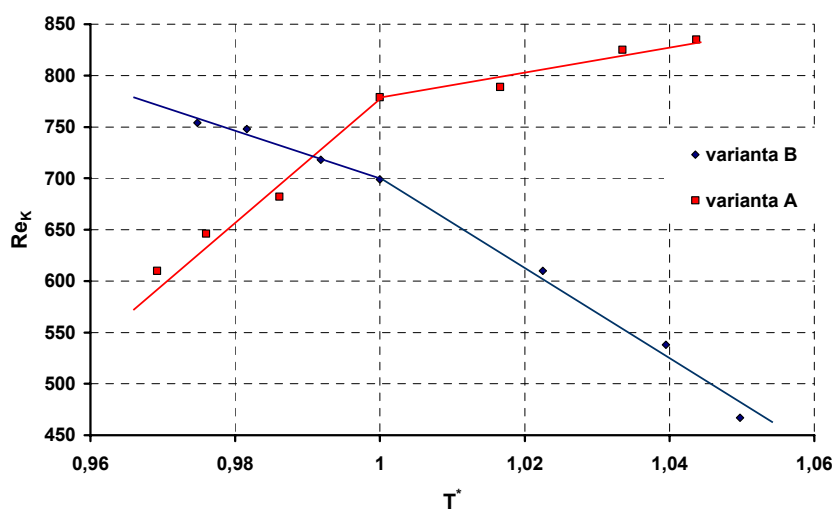
Obr. 6.14 Vývoj proudu podél stěny válce $T^* = 1,000$



Obr. 6.15 Vývoj proudu podél stěny válce $T^* = 1,0225$



Obr. 6.16 Změna výstupního úhlu proudu v závislosti na Re a poměru T^* (Varianta B)



Obr. 6.17 Průběh kritických Re v závislosti na poměru teplot $T^* = T_{wall}/T_{\infty}$ pro obě varianty uspořádání experimentu

Nedostatky metody “Smoke Wire” se při měření projeví, a proto jsou výsledky získané touto metodou považovány za přibližné. Avšak poskytly představu o vlivu změny teploty obtékaného povrchu na stabilitu mezní vrstvy a určily rozsah Re , ve kterém budeme vliv teploty povrchu detailněji měřit metodou HWA.

6.2 Výsledky metody HWA

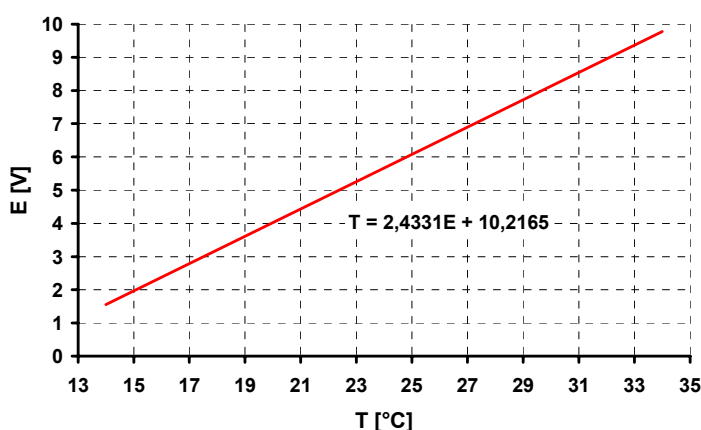
Metodou HWA bylo provedeno měření efektu hystereze pro poměr $T^* = 1,000$ a měření vlivu teploty na přilnutí a separaci proudu, byly tedy zopakovány experimenty provedené metodou “Smoke Wire”. Navíc byly naměřeny rychlostní a teplotní profily u obou variant uspořádání pro tři různé teploty povrchu obtékaného válce. Metoda žhavené anemometrie by měla nahradit nedostatky metody “Smoke Wire” a navíc by nám měla poskytnout podrobnější informace o rychlostních a teplotních polích proudění.

6.2.1 Kalibrace HWA sondy

Hlavním předpokladem k získání přesných výsledků při měření metodou HWA je přesná kalibrace použitých drátkových sond. Pro měření teploty v CCA režimu je nezbytné provést teplotní kalibraci sondy a pro měření rychlosti v CTA režimu musíme provést rychlostní kalibraci.

Teplotní kalibrace

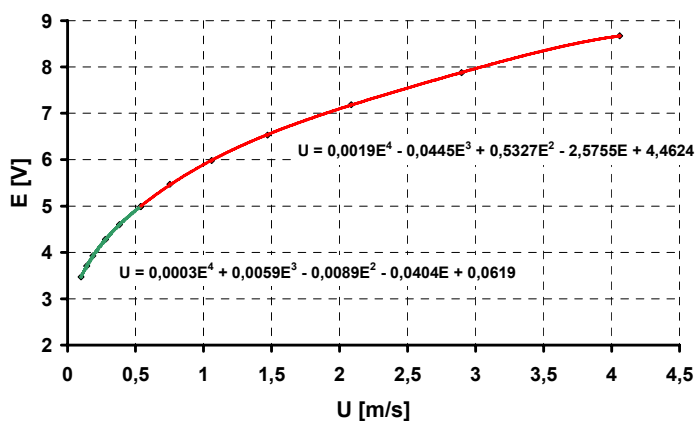
Kalibrační křivka pro teplotní sondu 55P11 pracující v CCA režimu je v grafu na obr. 6.18. Závislost výstupního napětí anemometru na teplotě je lineární a je popsána rovnicí $T = 2,4331 \cdot E + 10,2165$. Během experimentu byla kalibrace provedena několikrát a kalibrační křivky byly téměř shodné.



Obr. 6.18 Kalibrační křivka teplotní sondy

Rychlostní kalibrace

Kalibrační křivka pro rychlostní sondu 55P11 pracující v CTA režimu je v grafu na obr. 6.19. Pro rychlosti v rozsahu $U \in (0,05; 0,5)$ m/s je kalibrační křivka popsána polynomickou rovnicí $U = 0,0003 \cdot E^4 + 0,0059 \cdot E^3 - 0,0089 \cdot E^2 - 0,040 \cdot E + 0,0619$. Pro rozsah rychlostí $U \in (0,5; 4,0)$ m/s je kalibrační křivka popsána rovnicí $U = 0,0019 \cdot E^4 + 0,0445 \cdot E^3 + 0,5327 \cdot E^2 - 2,5755 \cdot E + 4,4624$.



Obr. 6.19 Kalibrační křivka rychlostní sondy

Rychlostní kalibrace byla prováděná před a po každém experimentu a kalibrační křivky byly téměř shodné.

Pro neizotermní proudění je nutné provést korekci výstupního napětí podle teploty proudícího vzduchu. Korekci napětí lze provést podle vzorce ve formě [12]:

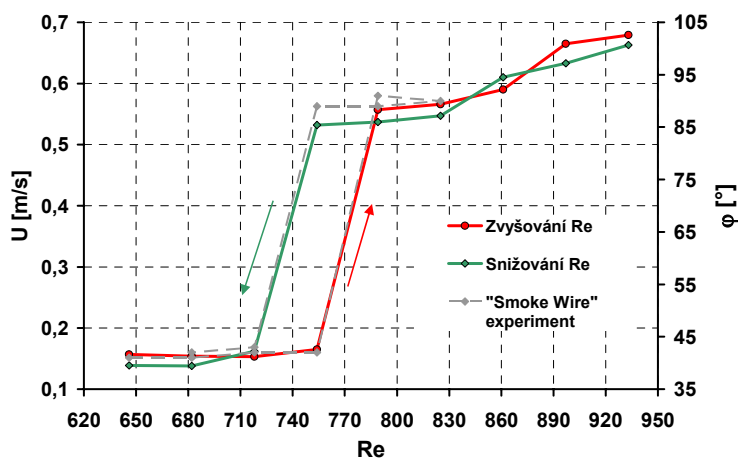
$$E = \left[\frac{T_w - T_{kal}}{T_w - T} \right]^{1/2} \cdot E_R, \quad (6.3)$$

kde E_R je naměřené napětí v tekutině o teplotě T . T je teplota naměřená CCA sondou a T_{kal} je teplota vzduchu v průběhu rychlostní kalibrace sondy. T_w je teplota drátku sondy.

Rozdíl teplot ($T_{kal} - T$) během experimentu byl maximálně 13°C . Z rovnice (6.3) vyplývá, že zanedbáním teplotní korekce výstupního napětí vznikne chyba cca. $\pm 2\%$. S ohledem na chybu rychlostní kalibrace (cca. 1%) by bylo možné tuto chybu zanedbat. Ale protože během experimentu byla teplota proudu zaznamenávána, byla teplotní korekce provedena.

6.2.2 Hystereze

Při měření hystereze metodou HWA byla rychlostní sonda, která sloužila k identifikování přilnutí proudu, umístěna v úhlové vzdálenosti 80° a 3mm od povrchu



Obr. 6.20 Efekt hystereze pro $T^* = 1,0000$

obtékaného válce. Reynoldsovo číslo bylo stejně jako při “Smoke Wire” experimentu počítáno z objemového průtoku \dot{V} .

Graf na obr. 6.20 ukazuje naměřené rychlosti proudu U . Šedou přerušovanou křivkou je v grafu zobrazen výsledek “Smoke Wire” experimentu, pro který byl parametr informující o

přilnutí výstupní úhel proudu (vedlejší svislá osa grafu). Z grafu je patrné, že přilnutí proudu a separace již přilnutého proudu nastala při stejných hodnotách Re jako při “Smoke Wire” vizualizaci. Metoda HWA nám navíc poskytuje informace o hodnotách rychlosti přilnutého proudu. Zatímco výstupní úhel se po přilnutí mění jen minimálně, rychlost přilnutého proudu s rostoucím objemovým průtokem také roste. Nárůst rychlosti přilnutého proudu je přibližně lineární.

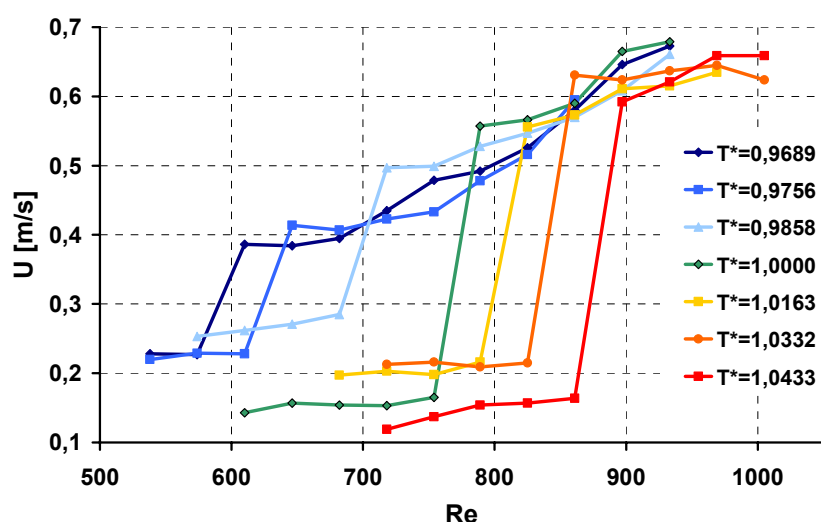
6.2.3 Vliv teploty na přilnutí proudu

Sonda, která sloužila k identifikaci přilnutého proudu byla pro variantu A ve stejné úhlové vzdálenosti jako při měření hystereze – tj. 80° . Pro variantu B byla sonda umístěna

v úhlu 85° . Toto posunutí sondy pro variantu B bylo zvoleno vzhledem k výsledkům vizualizace, ze kterých je patrné, že pro variantu B proud přilne i ve vyšších úhlech než je 90° . Dalším důvodem pro posunutí sondy byl fakt, že nepřilnutý proud pro variantu B vystupuje z trysky pod větším úhlem než pro variantu A a mohl by ovlivnit výsledky měřené sondou umístěnou v menším úhlu.

Variant A

Závislost rychlosti proudu naměřeného HWA sondou v 80° na Re pro různé poměry teplot T^* je v grafu na obr. 6.21. Z grafu je zřejmé, že s rostoucí teplotou povrchu válce je potřeba vyšší výstupní rychlost z trysky k přilnutí proudu. Jinými slovy s rostoucím poměrem teplot T^* roste hodnota Re_K , což potvrzuje výsledky získané metodou “Smoke Wire”. V grafu

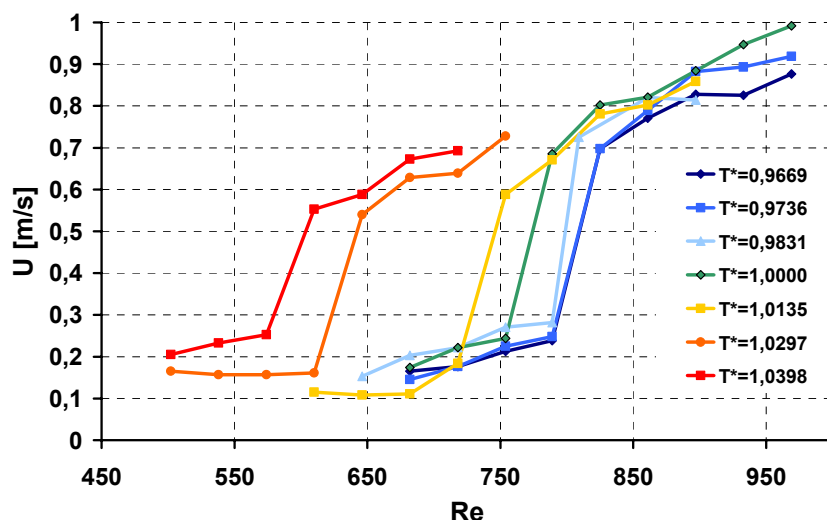


Obr. 6.21 Změna rychlosti po přilnutí proudu v závislosti na Re a poměru T^* (Varianta A)

je pro všechny hodnoty T^* dobře vidět klasické skokové zvýšení rychlosti po přilnutí proudu k válci. Pro hodnoty $T^* < 1$ je rychlost proudu okamžitě po přilnutí výrazně nižší než pro hodnoty $T^* > 1$ a roste až s následným zvyšováním objemového průtoku. Je to dáno tím, že pro variantu A při nižších teplotách povrchu válce než je teplota okolí postačuje malý objemový průtok k přilnutí proudu k válci. Proud je sice přilnutý k válci, ale jeho rychlost odpovídá nastavenému průtoku vzduchu. Na rozdíl od metody “Smoke Wire”, která nám poskytla pouze informaci o tom zdali je proud přilnutý nebo ne, metoda HWA poskytuje i kvalitativní informaci o vlastnostech proudu, jako je právě jeho rychlost.

Variant B

Hodnoty rychlosti proudění v úhlu 85° pro variantu B jsou v grafu na obr. 6.22. Pro tuto variantu uspořádání experimentu s rostoucí teplotou povrchu válce hodnota kritického Reynoldsova čísla klesá. To je v souladu s výsledky získanými metodou “Smoke Wire”.

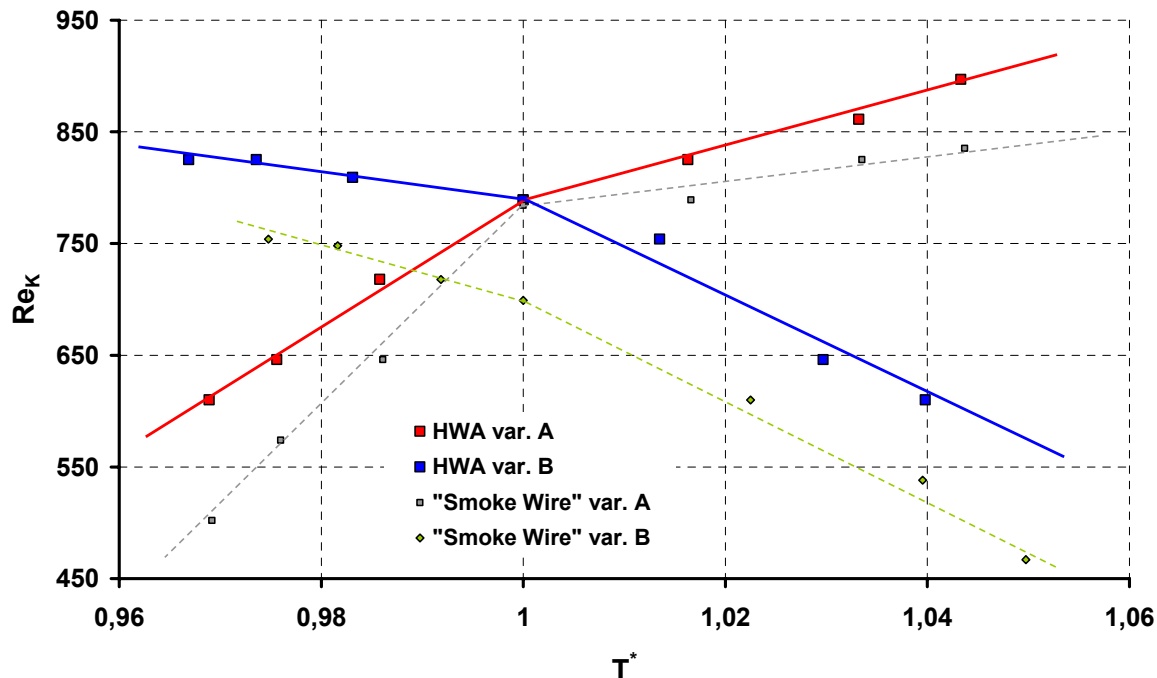


Obr. 6.22 Změna rychlosti po přilnutí proudu v závislosti na Re a poměru T^* (Varianta B)

Zvýšení teploty obtékaného válce podporuje přilnutí proudu. V grafu je stejně jako pro variantu A patrná skoková změna rychlosti po přilnutí proudu k válci.

Průběh Re_K

Stejně jako u “Smoke Wire” vizualizace můžeme porovnat průběh kritických Re v závislosti na poměru teplot $T^* = T_{wall}/T_{\infty}$ pro obě varianty uspořádání experimentu. Průběh Re_K v závislosti na poměru T^* je na obr. 6.23. Výsledky měření HWA potvrzují výše



Obr. 6.23 Průběh kritických Re v závislosti na poměru T^* pro obě varianty uspořádání

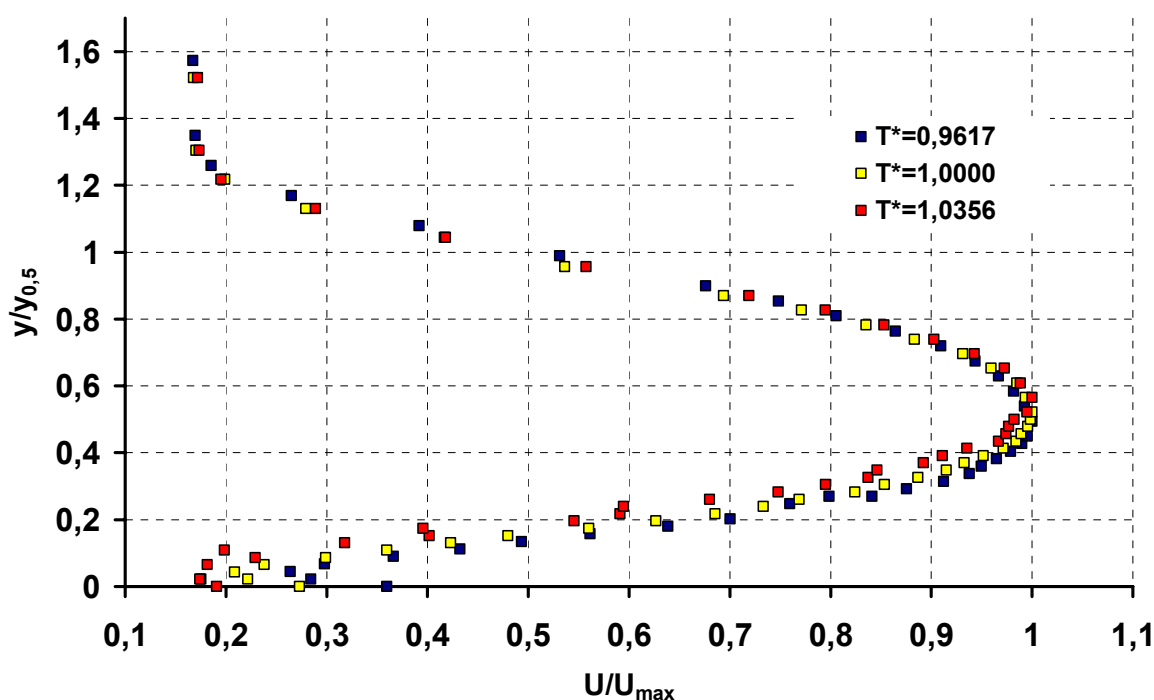
vyslovenou hypotézu, že pro variantu A s rostoucím poměrem T^* roste i Re_K a naopak pro variantu B s rostoucím poměrem T^* hodnota Re_K klesá. Porovnáme-li obě experimentální metody, tak zjistíme, že kritická Reynoldsova čísla naměřená “Smoke Wire” vizualizací mají

pro obě varianty nižší hodnoty. Je to pravděpodobně dáno přítomností žhaveného drátku v prostoru těsně před šterbinou a také přítomností kapiček aerosolu v proudu vzduchu. Obě tyto skutečnosti narušují stabilitu proudu, a proto postačí nižší rychlost pro přilnutí proudu k válci.

6.2.4 Měření rychlostních a teplotních profilů

Gradienty rychlosti a teploty jsou hlavními parametry pro určení stability termoviskózní tekutiny, proto bylo provedeno detailní měření rychlostních a teplotních profilů. Cílem experimentu bylo zjistit, jak se projeví změna teploty obtékaného povrchu na průběh rychlostních a teplotních profilů.

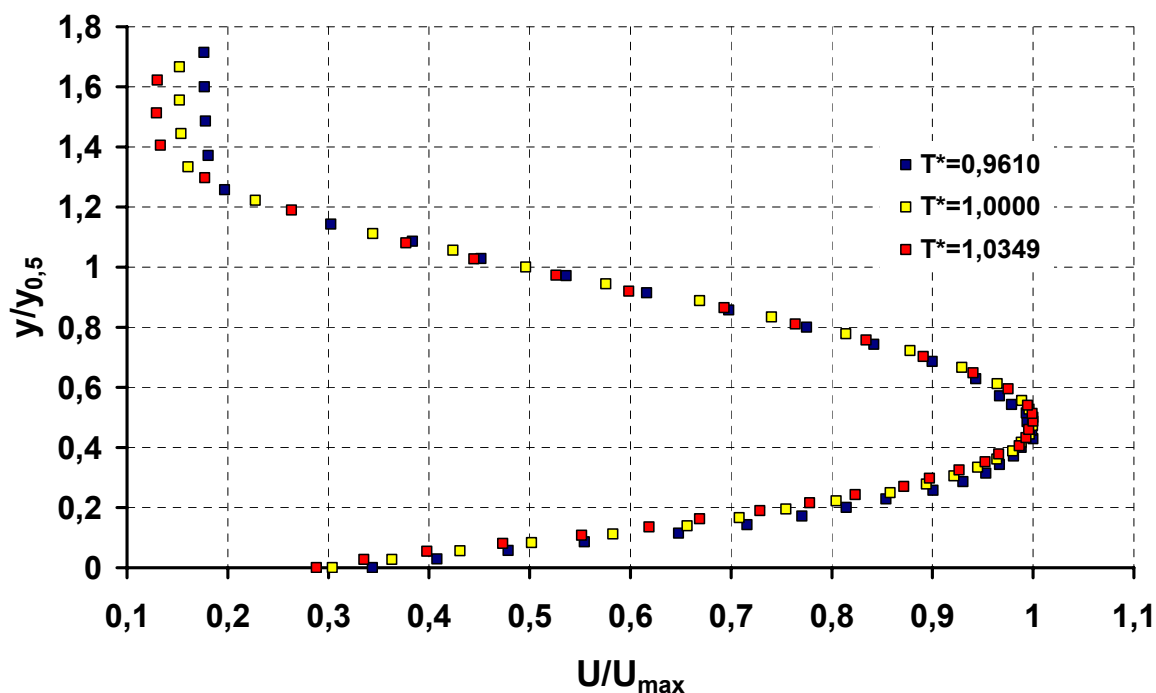
Měření bylo provedeno pro tři různé poměry teplot T^* v úhlové vzdálenosti 35° a při konstantním průtoku $\dot{V} = 2800 \text{ l/h}$ ($Re=1005$). Zvolený průtok zajišťoval přilnutí proudu k povrchu válce pro variantu A i B pro všechny tři zvolené teplotní poměry T^* .



Obr. 6.24 Experimentálně naměřené rychlostní profily pro variantu A

Měření rychlostních profilů

V grafu na obr. 6.24 jsou naměřené rychlostní profily pro variantu A, v grafu na obr. 6.25 jsou zobrazeny rychlostní profily pro variantu B. Z naměřených hodnot rychlostí je patrné, že změna teploty obtékaného povrchu válce nemá na průběh rychlostních profilů žádný vliv. Z porovnání obou grafů navíc vyplývá, že žádný zásadní vliv na průběh rychlostních profilů nemá ani změna uspořádání experimentu. To znamená, že rychlostní



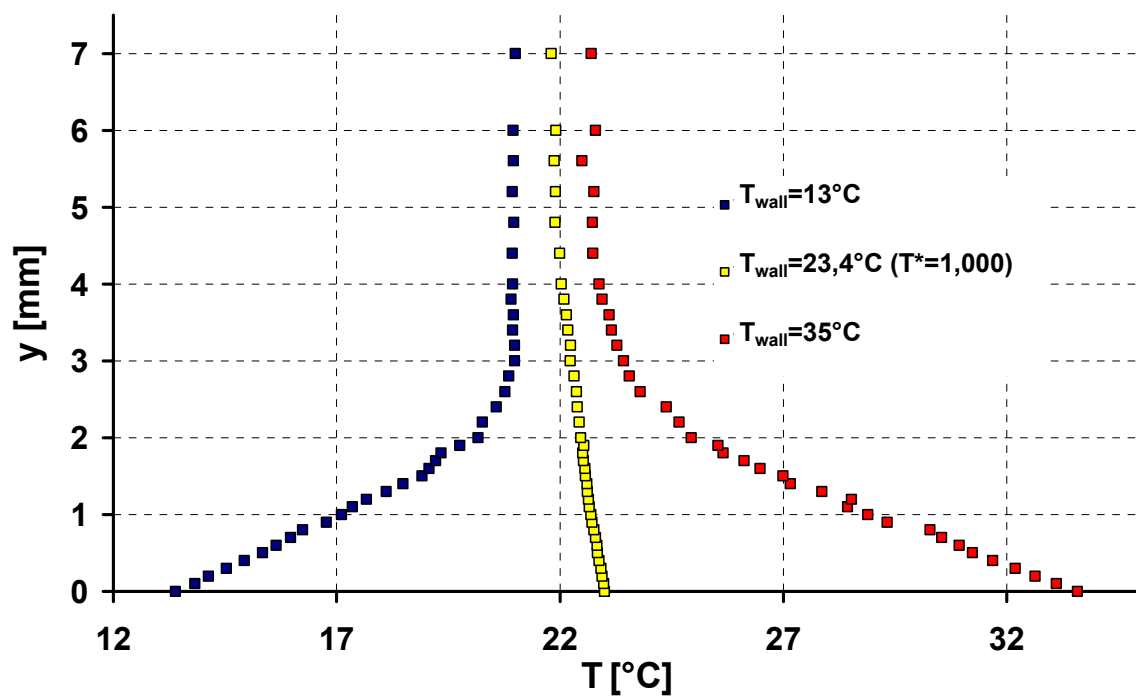
Obr. 6.25 Experimentálně naměřené rychlostní profily pro variantu B

profily nejsou nijak ovlivněny změnou směru působení volné konvekce způsobené teplotou samotné stěny (viz. kapitola 1.4).

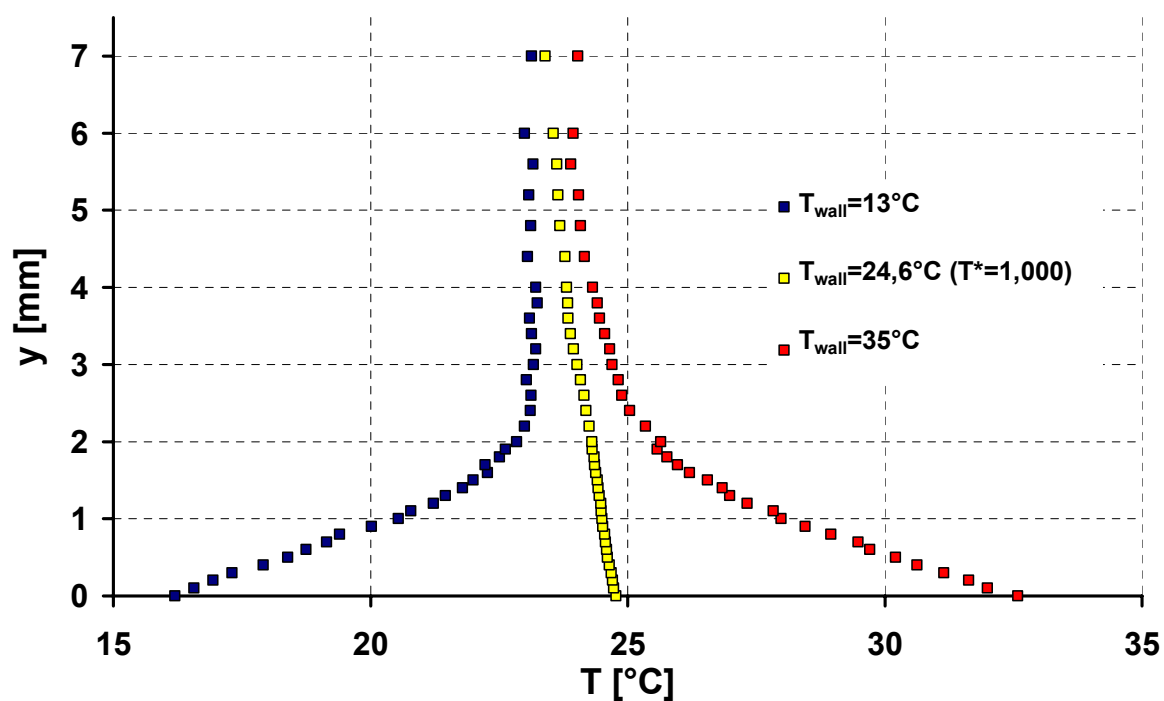
Měření teplotních profilů

Z důvodů popsaných v kapitole 1.4 byl mezi přívod tlakového vzduchu a rotametr zařazen výměník tepla vzduch - vzduch (obr. 5.4). Ten by měl zajistit stejnou teplotu okolí a proudícího vzduchu. To znamená, že teplota proudícího vzduchu by měla být ovlivňována pouze sdílením tepla ze strany válce (gradient teploty $\partial T/\partial y$ by pro danou hodnotu T^* neměl měnit znaménko).

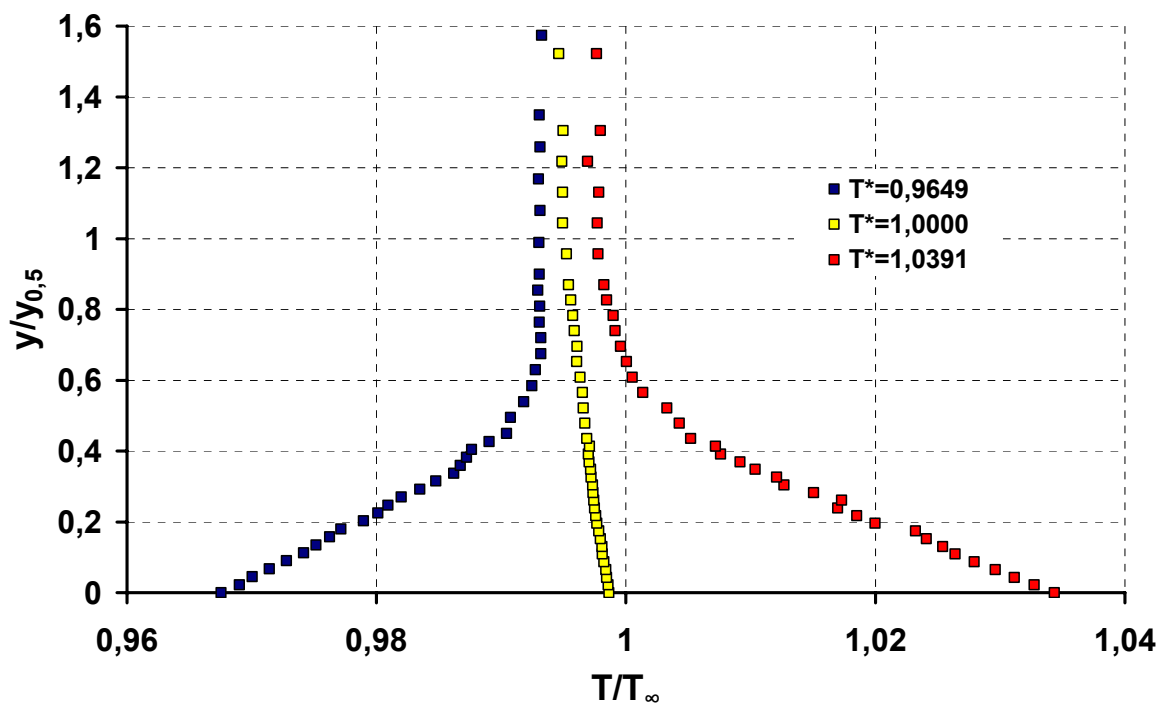
Na rozdíl od rychlostních profilů má změna teploty obtékaného válce na teplotní profily významný vliv. Naměřené teplotní profily v grafech na obr. 6.26 (varianta A) a na obr. 6.27 (varianta B) ukazují, že zařazením výměníku se podařilo téměř dokonale zajistit stejnou teplotu proudícího vzduchu a vzduchu okolního. Maximální hodnota rozdílu teplot $T_\infty - T$ během experimentu dosáhla $1,5^\circ\text{C}$. Na obr. 6.28 a obr. 6.29 jsou grafy teplotních profilů v bezrozměrných souřadnicích, kde $y_{0,5}$ je radiální vzdálenost od povrchu válce, ve které je $U=0,5 \cdot U_{max}$. Z průběhu teplotních profilů pro obě varianty je zřejmé, že pro žádnou hodnotu T^* gradient teploty $\partial T/\partial y$ nemění s rostoucí radiální vzdáleností od povrchu válce znaménko. Účinek volné konvekce způsobené rozdílnou teplotou proudícího média a okolního vzduchu je tedy minimální.



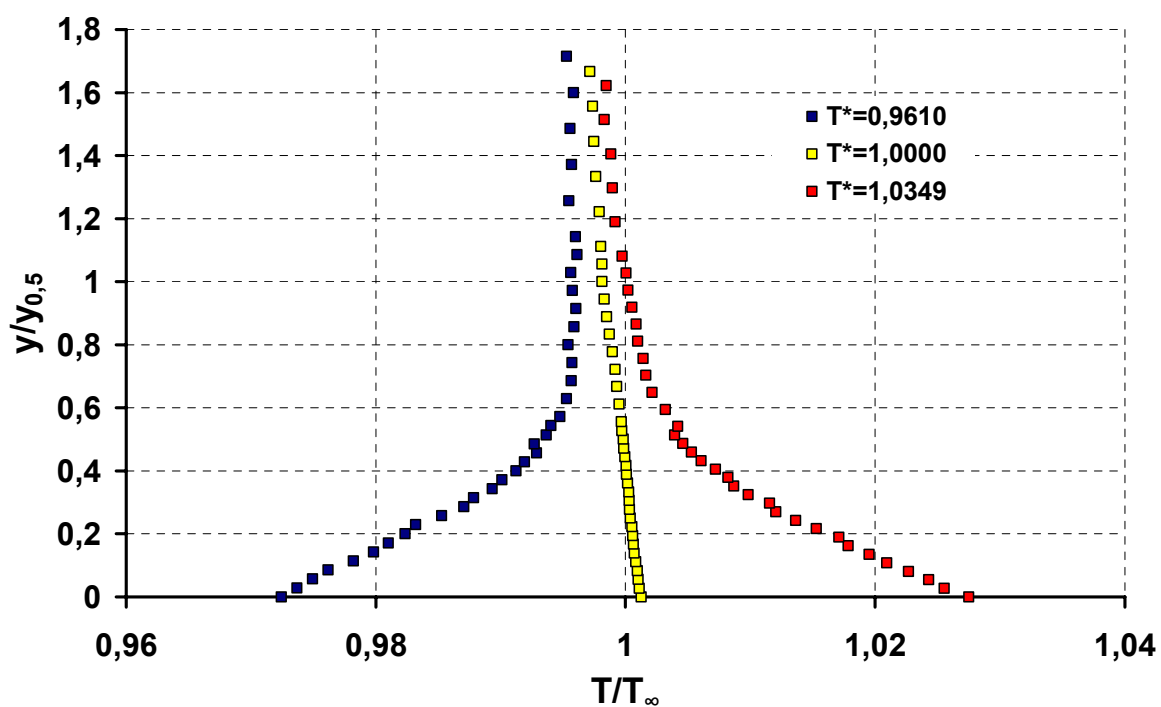
Obr. 6.26 Experimentálně naměřené teplotní profily pro variantu A



Obr. 6.27 Experimentálně naměřené teplotní profily pro variantu B



Obr. 6.28 Experimentálně naměřené teplotní profily pro variantu A (bezrozměrné souřadnice)



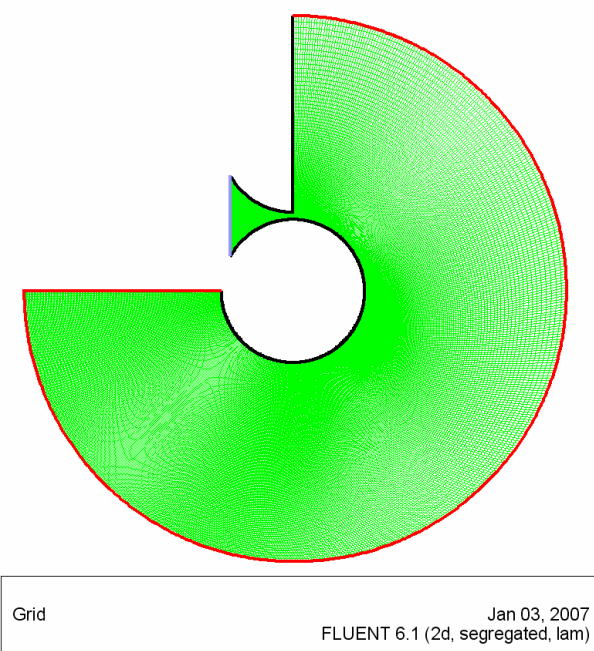
Obr. 6.29 Experimentálně naměřené teplotní profily pro variantu B (bezrozměrné souřadnice)

Pro hodnoty $T^* < 1$ je průběh teplot takový, že s rostoucí radiální vzdáleností od povrchu válce teplota roste ($\partial T / \partial y > 0$) a blíží se k hodnotě T_∞ . Pro hodnotu $T^* = 1$ by měl být gradient $\partial T / \partial y$ roven přesně nule, ale nabývá hodnot $\partial T / \partial y \in \langle -0,09; 0 \rangle$. Je to dáno tím, že se nepodařilo zajistit absolutně stejnou teplotu povrchu válce, okolního a proudícího vzduchu. Nicméně odchylka teplot byla minimální což dokazuje maximální absolutní hodnota gradientu $\partial T / \partial y$ pro $T^* = 1$. Pro vyšší teploty povrchu obtékaného válce než je teplota okolí ($T^* > 1$) s rostoucí radiální vzdáleností teplota klesá ($\partial T / \partial y < 0$) a opět se přibližuje k hodnotě T_∞ .

6.3 Výsledky numerického řešení

Pro numerickou simulaci proudění podél ohříváné nebo ochlazované válcové stěny byla vytvořena 2D síť (obr. 6.30), která se skládala z 93510 čtyřúhelníkových buněk. V místech, kde byly očekávány největší rychlostní a teplotní gradienty a také bod separace proudu, byla síť jemnější.

Na obr. 6.30 je modře označen vtok, černě stěna válce a stěna modelu a červeně okolí (pressure outlet). Okrajové podmínky byly měněny jen pro vtok, kde se měnil hmotnostní průtok vzduchu a pro povrchovou teplotu obtékaného válce. Teplota stěny modelu byla pro všechny simulace nastavena na konstantní hodnotu 295 K. Taktéž hodnota okolního tlaku byla pro všechny případy konstantní a to 98000 Pa.

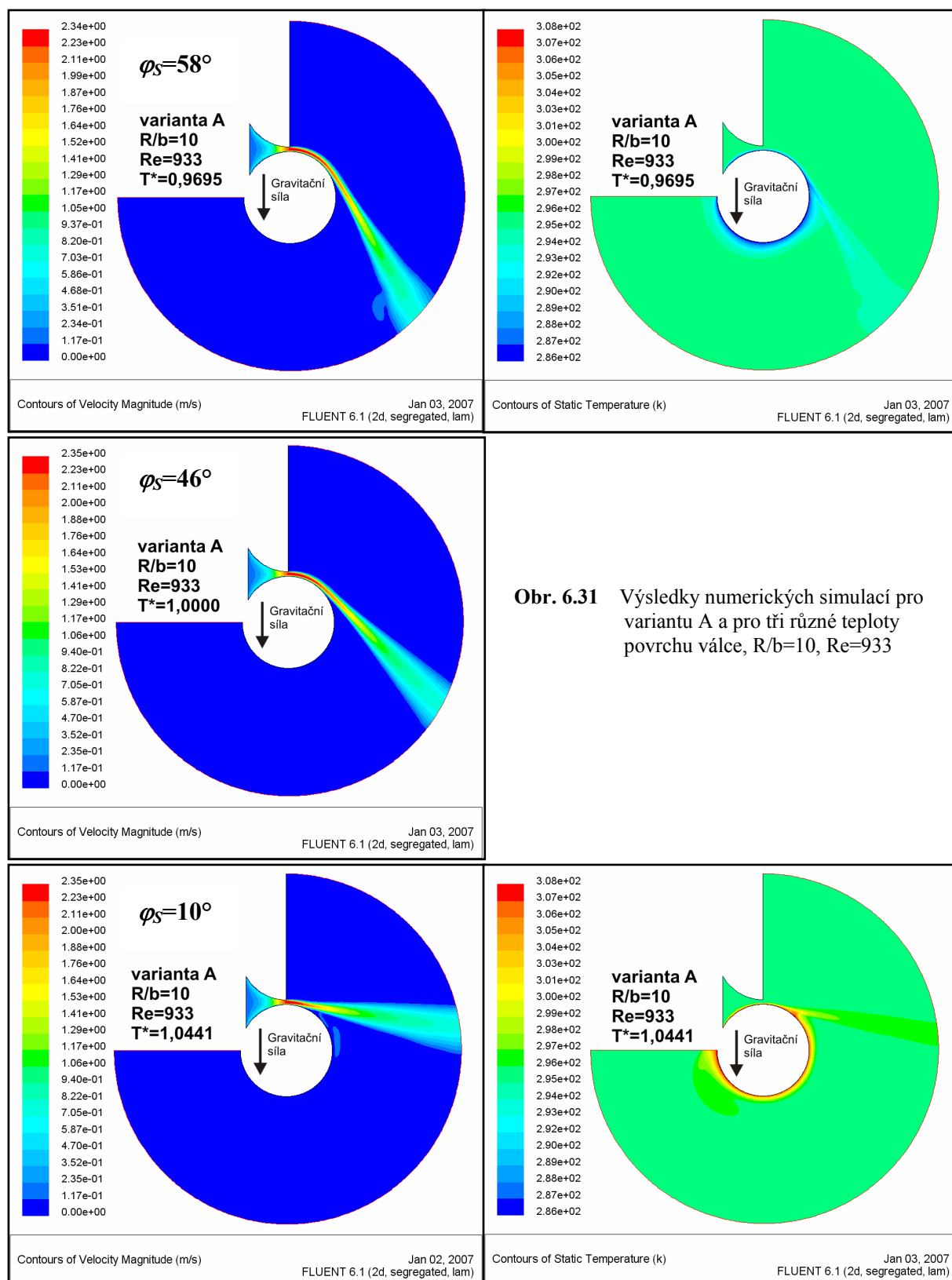


Obr. 6.30 Síť pro numerické výpočty

Proudění bylo zvoleno stacionární a laminární a vzduch byl považován za ideální plyn. Numerická metoda řešení diferenciálních rovnic byla zvolena „Segregated”. Uspořádání podle varianty A a varianty B bylo simulováno změnou směru působení gravitační síly.

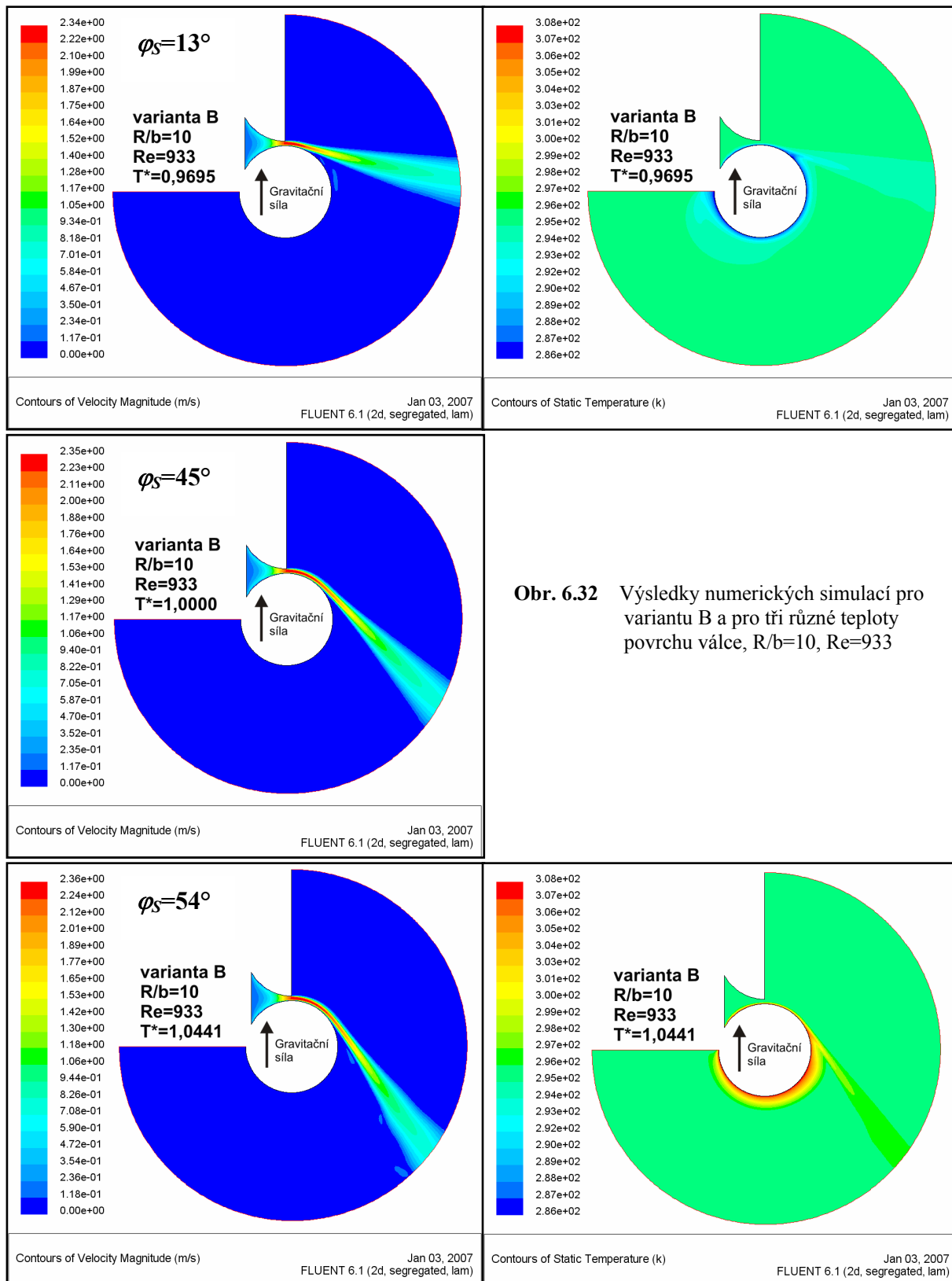
Přestože geometrické uspořádání experimentu je jednoduché, z hlediska numerické simulace stěnového proudu se jedná o řešení složitého problému, protože se zde vyskytuje přechod z laminárního proudění do turbulence a separace proudu. Řešení takovýchto problémů je na okraji schopností současných CFD softwarů.

Podmínky numerických simulací byly zadávány stejně jako při měření metodou HWA. Na obr. 6.31 jsou zobrazeny výsledky pro variantu A. Tekutina mezi válcem a proudem je odsávána pouze tímto proudem. Účinek volné konvekce při $T^* > 1$ působí proti



Obr. 6.31 Výsledky numerických simulací pro variantu A a pro tři různé teploty povrchu válce, $R/b=10$, $Re=933$

přilnutí proudu. Z obrázků rychlostních polí je patrné, že s rostoucí teplotou povrchu válce klesá hodnota výstupního úhlu proudu, což je v souladu s působením volné konvekce. Při měření metodou HWA byl výstupní úhel proudu při hodnotě $T^*=0,9695$ a $T^*=1$ přibližně 90° , zatímco pro numerické řešení je výstupní úhel proudu jen cca. 58° respektive 46° . To je dáno



Obr. 6.32 Výsledky numerických simulací pro variantu B a pro tři různé teploty povrchu válce, $R/b=10$, $Re=933$

tím, že ve skutečnosti dojde k přechodu z laminárního do turbulentního proudění (turbulentní proud je schopen pokračovat podél stěny – viz. kapitola 1.3), zatímco v numerickém řešení bylo zvoleno laminární proudění. A jak bylo zmíněno výše přechod z laminárního do turbulentního proudění je nad schopnosti dnešních CFD softwarů.

Na obr. 6.32 jsou zobrazeny výsledky pro variantu B. Pro tuto variantu je tekutina mezi válcem a proudem strhávána hlavním proudem a další snížení množství tekutiny v tomto prostoru je při hodnotách $T^* > 1$ způsobeno účinkem volné konvekce. Proto se s rostoucí teplotou povrchu proud více přilne k válci.

Kompilace termodynamického kritéria stability

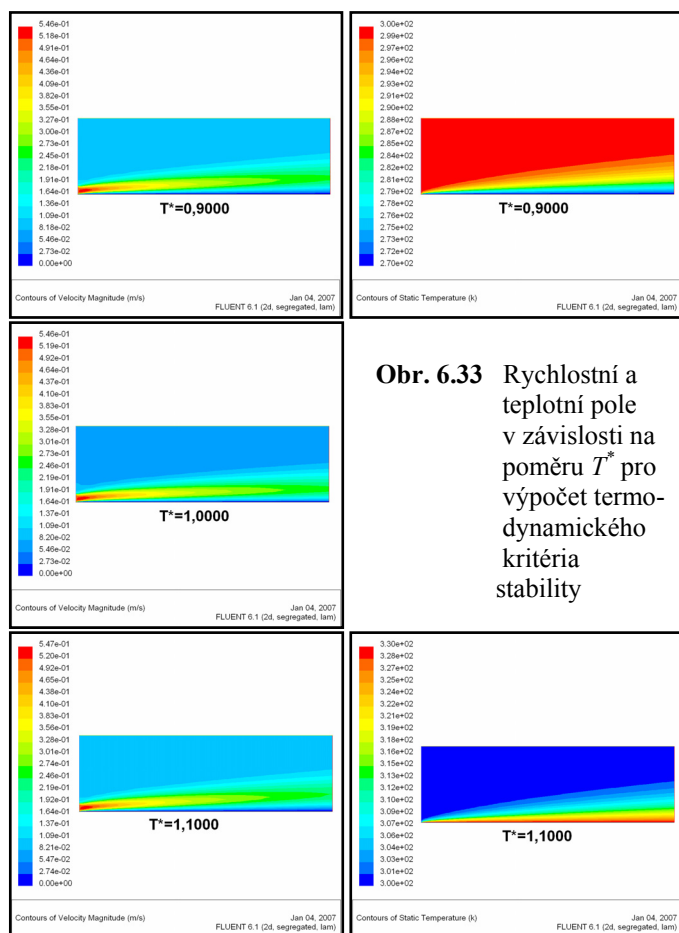
Podle termodynamického kritéria stability termoviskózní tekutiny s konvekcí (vztah 3.8) byla v programovacím jazyku “C” napsána “UDF” funkce pro software Fluent, která umožňuje určit hodnotu tohoto kritéria. Podle velikosti kritéria lze určit pravděpodobné místo, kde dojde ke ztrátě stability proudění s následným přechodem do turbulence.

Funkce byla ověřena na jednoduchém 2D modelu proudění podél vodorovné stěny. Stejně jako experimenty a numerická simulace byla i tato funkce prověřována pro hodnoty

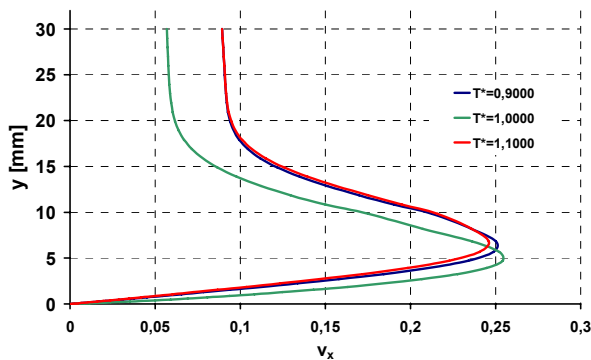
$T^* < 1$; $T^* = 1$; $T^* > 1$. Na obr. 6.33 jsou zobrazeny rychlostní a teplotní pole pro tři různé hodnoty poměru T^* , pro které bylo termodynamické kritérium počítáno.

Jak bylo popsáno v kapitole 3.3 nestabilitu může způsobit jen třetí člen kritéria. Je-li hodnota v_x dostatečně velká může třetí člen změnou znaménka druhé derivace převážit nad prvními dvěma vyloženě tlumícími členy a hodnota kritéria bude nabývat záporných hodnot, bude tedy splněna podmínka pro nestabilitu mezní vrstvy.

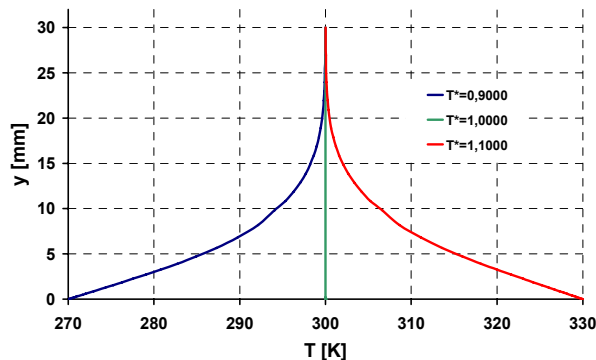
Na obr. 6.34 jsou rychlostní profily, které byly měřeny na pravém okraji numerického modelu a na



Obr. 6.33 Rychlostní a teplotní pole v závislosti na poměru T^* pro výpočet termodynamického kritéria stability

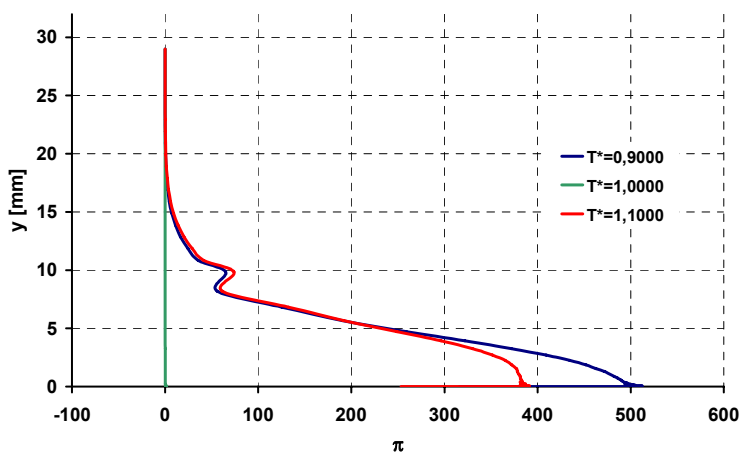


Obr. 6.34 Rychlostní profily v závislosti na T^*



Obr. 6.35 Teplotní profily v závislosti na T^*

obr. 6.35 jsou teplotní profily ve stejném místě. V tomtéž místě byl také proveden výpočet termodynamického kritéria stability. Výsledky výpočtu kritéria jsou v grafu na obr. 6.36. Z grafu je patrný stabilizující účinek teplotního gradientu. Zatímco pro izotermní případ nabývá kritérium stability přibližně nulové hodnoty, pro záporný i kladný gradient teploty v proudu je hodnota kritéria kladná - podmínka stability je splněna. Destabilizující účinek rychlosti v_x se v pozorovaném místě neuplatnil, protože hodnoty této rychlosti jsou příliš malé na to, aby třetí člen kritéria stability převážil nad prvními dvěma.



Obr. 6.36 Průběh termodynamického kritéria stability termoviskózní tekutiny s konvekcí spočítaný pomocí UDF funkce aplikované v softwaru Fluent

7 Závěr

Cílem práce bylo vyšetřit stabilitu mezní vrstvy při proudění podél ochlazované a ohříváné zakřivené stěny. Měření proudění při ochlazovaném povrchu válce přináší nové doposud nepublikované výsledky. Oproti předešlým pracím byla měření prováděná i pro ochlazování obtékaného povrchu a to pro dvě varianty uspořádání experimentu (obr. 6.1), u kterých se mění důležitý parametr ovlivňující stav proudu a tím je směr působení gravitační síly. Zařazením výměníku tepla (obr. 5.4 - str. 40) byl odstraněn nedostatek předchozích prací. Tento výměník vyrovnává teplotu okolního a proudícího vzduchu a tím eliminuje vliv volné konvekce způsobený tímto teplotním rozdílem (kapitola 1.4).

Z předchozích prací plyne, že stabilita mezní vrstvy je ovlivněna změnou kinematické viskozity, která se mění s teplotou proudícího vzduchu. Se změnou kinematické viskozity se mění i Reynoldsovo číslo (viz. vztah 6.2 - str.42), které je hlavním kritériem pro určení stavu proudu (laminární x turbulentní). Stabilita mezní vrstvy je také ovlivněna gradientem teploty – viz. termodynamické kritérium stability (vztah 3.8 - str. 25).

Dalším účinkem ovlivňující vznik Coandova efektu v neizotermních případech je působení volné konvekce. Vliv volné konvekce způsobený teplotou obtékaného povrchu nelze při zkoumání proudění podél ochlazované nebo ohříváné zakřivené stěny odstranit.

Při praktických experimentech metodami “Smoke Wire” a HWA byla naměřena závislost kritického Reynoldsova čísla, při kterém dojde k přilnutí proudu ke stěně válce, na teplotě obtékaného povrchu (obr. 6.23 - str. 53). Porovnáním průběhů pro obě varianty uspořádání se nepodařilo prokázat stabilizující vliv teplotního gradientu podle kritéria stability termoviskózní tekutiny s konvekcí.

Další možnou příčinou proč se nepodařilo prokázat stabilizující vliv teplotního gradientu je relativně velké poměrné zakřivení $R/b=10$, oproti předchozím experimentům. Pro vyšší poměry zakřivení R/b je pro jinak stejnou hodnotu Re_b potřeba nižší objemový průtok vzduchu. S nižším objemovým průtokem roste i vliv působení volné konvekce.

Metodou HWA byly také detailně proměřeny rychlostní a teplotní profily pro tři případy teploty povrchu válce (izotermický $T^*=1$, ochlazovaný $T^*<1$ a ohříváný $T^*>1$).

Výsledky numerické simulace proudění podél válcové stěny ukazují změnu úhlu separace vlivem působení volné konvekce. Protože modelování přechodu do turbulence je

stále nad možností CFD softwaru, nebyl tento jev simulován. Proto nelze porovnat výsledky experimentů a numerické simulace. Numerické řešení může dobře informovat o vlivu volné konvekce. Při volbě turbulentního proudění, lze numericky dospět k vysokým úhlům separace (Vít [3]).

Byla vytvořena “UDF” funkce v programovacím jazyku “C”, která umožňuje výpočet termodynamického kritéria stability proudící tekutiny, na jehož základě lze odhadnout místo, kde dojde k nestabilitě proudění a k následnému přechodu do turbulence.

Návrh dalších experimentů

Z naměřených výsledků vyplývá, že pro určení vlivu změny teploty obtékaného povrchu (změny kinematické viskozity proudu) na stabilitu mezní vrstvy je nutné minimalizovat působení volné konvekce. Při obtékání zakřivené stěny lze tyto účinky minimalizovat vyšším objemovým průtokem tekutiny, tedy snížením poměrného zakřivení R/b .

Eliminovat účinek volné konvekce by bylo možné při měření proudění podél dostatečně dlouhé vodorovné stěny. Tím by byl minimalizován vliv proudění způsobeného volnou konvekcí na hlavní proud vzduchu.

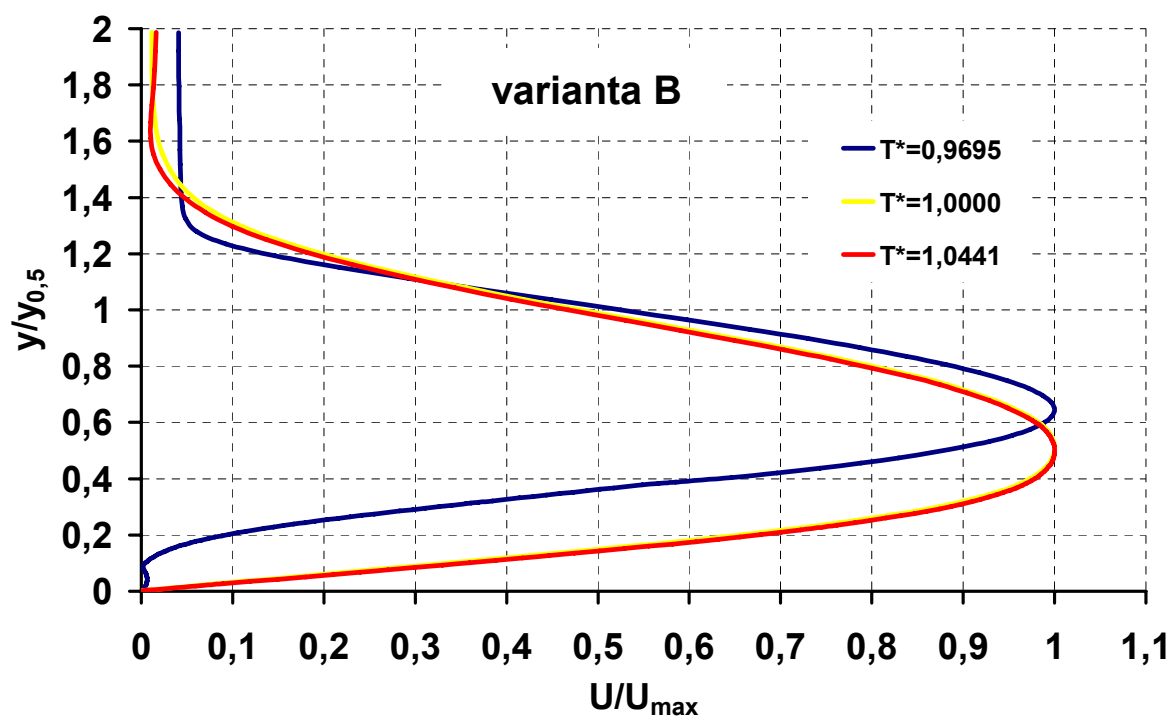
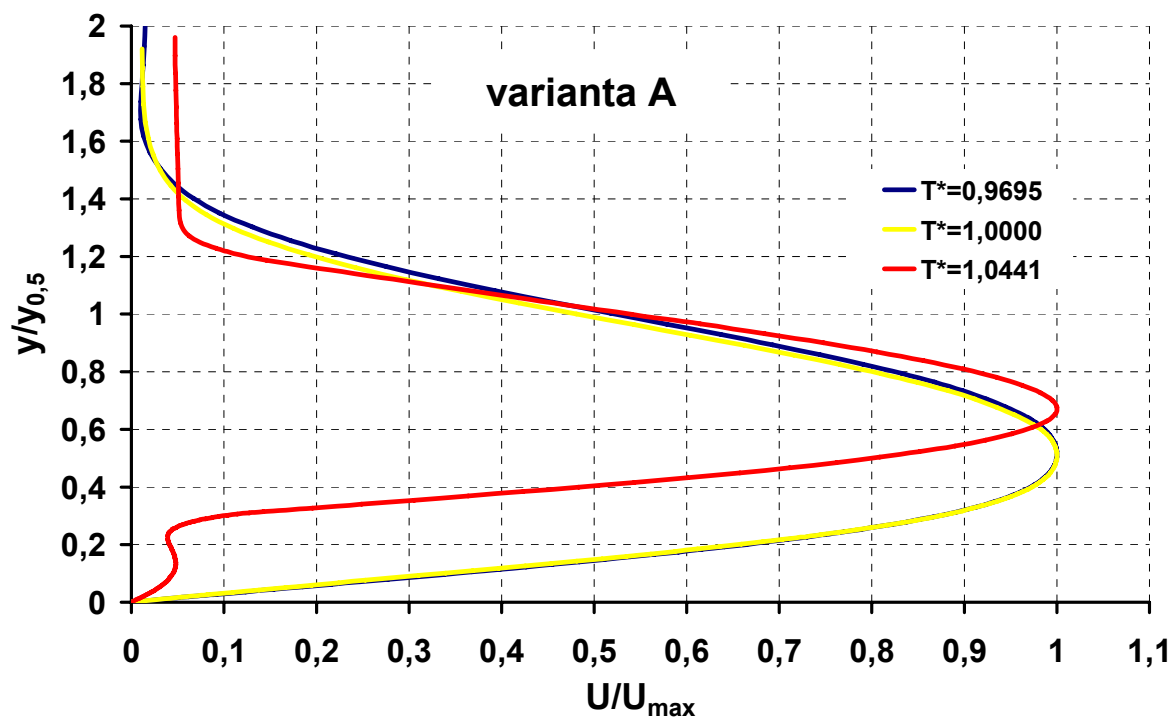
Seznam použité literatury

- [1] Glaubert, M.B.: The Wall Jet, Jour. Fluid Mech., 1, 1956
- [2] Newman, B. G.: The deflection of Plane Jets by Adjacent Boundaries, Coanda Effect, str.232-264 v Boundary Layer and Flow Control, G. V. Lachman (ed), Pergamon Press, 1961
- [3] Vít, T.: Experimental and theoretical study of the heated Coanda jet, doktorská práce, TUL, Liberec, 2004
- [4] Tesař, V.: Mezní vrstvy a turbulence, ČVUT, Praha, 1996
- [5] Tesař, V.: Control of flow separation by temperature gradient, Euromech Colloquium 377, IT-CAS, Praha, str. 54-55, 1998
- [6] Noskievič, J.: Mechanika tekutin, SNTL, Praha, 1998
- [7] Maršík, F.: Termodynamika kontinua, Academia, Praha, 1999
- [8] Bird, R. B., Stewart, W. E., Lighfood, E.N.: Přenosové jevy, Academia, Praha, 1968
- [9] Šesták, J., Rieger, F.: Přenos hybnosti, tepla a hmoty, ČVUT, Praha, 2004
- [10] Bruun, H. H.: Hot wire anemometry, Oxford Univ. Press, 1995
- [11] Yang, W-J. : Handbook of flow visualization, Hemisphere Publish, Corp., 1989
- [12] DANTEC StreamLine/StreamWare Installation & User's guide, Dantec M. T. A/S, 1996
- [13] Novotný, J.: Vliv teplotního gradientu na stabilitu mezní vrstvy, diplomová práce, TUL, Liberec 2004
- [14] FLUENT INC.: FLUENT 6.1 Documentation, Fluent Inc., 2003
- [15] Sekerák, J.: Vizualizace proudění podél zakřivené stěny s proměnnou teplotou, Experimental fluid mechanics, Liberec, str. 241-245, 2006

Příloha 1

Rychlostní profily získané numerickou simulací

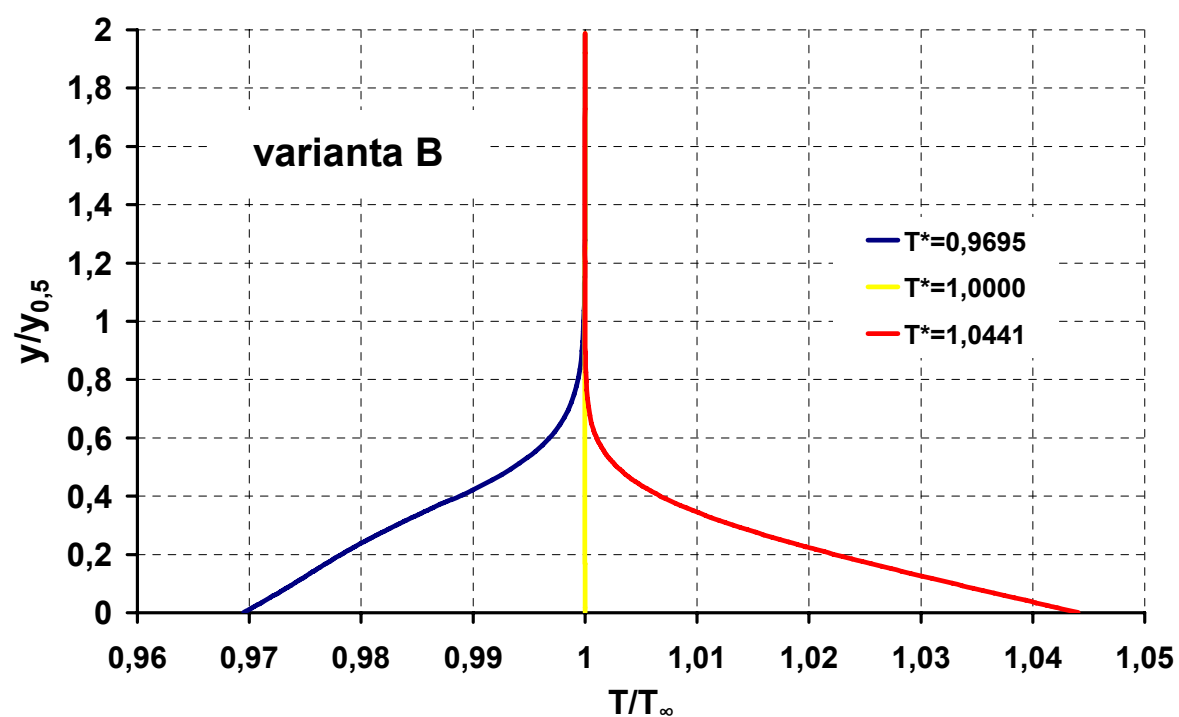
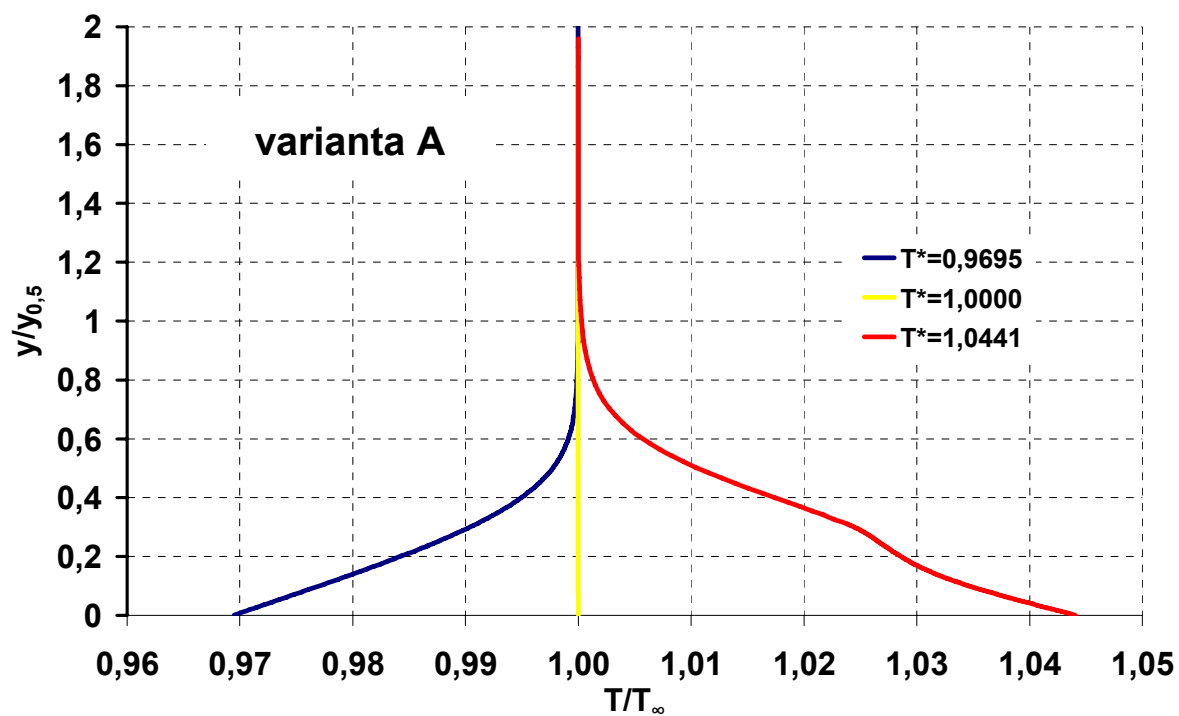
Na obrázcích jsou rychlostní profily pro obě varianty uspořádání. Rychlost byla stejně jako při metodě HWA měřena v úhlové vzdálenosti 35° .



Příloha 2

Teplotní profily získané numerickou simulací

Na obrázcích jsou teplotní profily pro obě varianty uspořádání. Teplota byla stejně jako při metodě HWA měřena v úhlové vzdálenosti 35° .



Příloha 3

Zkompilovaná “UDF” funkce kritéria stability termoviskózní tekutiny s konvekci

```
#include "udf.h"

DEFINE_PROPERTY(cell_viscosity, c, ct)
{
    Thread *ft;
    face_t f;
    int n;
    real A[ND_ND], c_cen[ND_ND], f_cen[ND_ND], c_f[ND_ND];
    real dux, u_mean, sign, mu_lam=0.00001;
    real u0 = 1.716e-5;

    dux=0.;
    for (n = 0 ; n <= 3 ; n++)
    {

        f=C_FACE(c,ct,n);
        ft=C_FACE_THREAD(c,ct,n);
        F_AREA(A,f,ft);
        F_CENTROID(f_cen,f,ft);
        NV_VV(c_f,=,f_cen,-,c_cen);
        if((NV_DOT(A,c_f)>0))
            sign = 1.;
        else
            sign =-1.;

        if((f_cen[1]<-0.099985) | (f_cen[1]>0.09995) | (f_cen[0]>0.24995) | (f_cen[0]<-
0.24995))
            u_mean=C_DUDY(c,ct);
        else
        {
            u_mean=0.5*(C_DUDY(F_C0(f,ft),THREAD_T0(ft))+C_DUDY(F_C1(f,ft),THREAD_T1(ft)));
            dux+=(sign*u_mean*A[1]*1);
        }
    }
    dux/=(C_VOLUME(c,ct)*1);
    C_UDMI(c,ct,0)=dux;
    mu_lam = u0*(pow((C_T(c,ct)/273),0.666));
    C_UDMI(c,ct,2)=(C_K_L(c,ct)/C_T(c,ct))*C_T_G(c,ct)[1]*C_T_G(c,ct)[1];

    C_UDMI(c,ct,1)=(C_K_L(c,ct)/C_T(c,ct))*C_T_G(c,ct)[1]*C_T_G(c,ct)[1]+mu_lam*C_DUDY(c,ct)
)*C_DUDY(c,ct)+mu_lam*C_U(c,ct)*((0.666/C_T(c,ct))*C_T_G(c,ct)[1]*C_DUDY(c,ct)+C_UDMI(c,ct,0));

    return mu_lam;
}
```